N.A. KAPZOW

ELEKTRISCHE VORGÄNGE IN GASEN UND IM VAKUUM

DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN

N. A. KAPZOW

ELEKTRISCHE VORGÄNGE IN GASEN UND IM VAKUUM

DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN

N. A. KAPZOW

ELEKTRISCHE VORGÄNGE IN GASEN UND IM VAKUUM

HOCHSCHULBÜCHER FÜR PHYSIK
HERAUSGEGEBEN VON FRANZ X. EDER UND ROBERT ROMPE
BAND 15

ELEKTRISCHE VORGÄNGE IN GASEN UND IM VAKUUM

VON

N. A. KAPZOW

1955
VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN
BERLIN

Н. А. Капцов
Электрические явления в газах и вакууме
Москва 1950 Ленинград

Die Übersetzung und die wissenschaftliche Bearbeitung besorgten
A. Neumaier und K. A. Springstein nach der zweiten Auflage

Verantwortlicher Verlagsredakteur: I. Scholz

Printed in Germany
Lizenz-Nr. 206·435/37/55
Satz, Druck und Bindung: IV/2/14 - VEB Werkdruck Gräfenhainichen - 408

Druckfehlerberichtigung

Seite 32 23. Zeile von oben: lies KNUDSEN statt KUNDSEN

Seite 46 Bildunterschrift: lies Elektrode statt Ektrode

Seite 59 Tabelle 2: 1. und 4. Spalte geben die Werte für die Konstante A an.

Seite 88 5. Zeile von oben: lies ... läßt sich die Emission positiver Ionen ... statt ... läßt sich Emission die positiver Ionen ...

Seite 107 3. Zeile von oben: lies ... auf die entstandene Kalium-Naphthalin-Verbindung ... statt ... auf die entstandene des Kalium-Naphthalin-Verbindung ...

Seite 125 10. Zeile von oben: lies ... durch ein inneratomares Feld ... statt ... durch ein interatomares Feld ...

Seite 167 16. Zeile von unten: lies ... ein Analogon zum ... statt ... ein Analogen zum ...

Seite 198 Gleichung zwischen (229) und (230)

lies

$$\frac{1+\sqrt{\frac{\alpha_i}{q}}\,n}{1-\sqrt{\frac{\alpha_i}{q}}\,n} = Be^{2\sqrt{\alpha_i q}\,t},$$

statt

$$\frac{1+\sqrt{\frac{\alpha_i}{q}}\,n}{1-\sqrt{\frac{\alpha_i}{q}}\,n} = Be^{2\sqrt{\alpha_i q\cdot t}},$$

Seite 198 Gleichung (230):

lies

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}\,\frac{Be^{2\sqrt{\alpha_i q}\cdot t}-1}{Be^{2\sqrt{\alpha_i q}\cdot t}+1} = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}\,\frac{B-e^{-2\sqrt{\alpha_i q}\cdot t}}{B+e^{-2\sqrt{\alpha_i q}\cdot t}}$$

statt

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}\,\frac{Be^{2\sqrt{\alpha_i q t}}-1}{Be^{2\sqrt{\alpha_i q t}}+1} = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}\,\frac{B-e^{-2\sqrt{\alpha_i q t}}}{B+e^{-2\sqrt{\alpha_i q t}}}$$

Seite 234 Abb. 133: lies Sondenpotential ... statt Sonderpotential ...

Seite 267 Abb. 147, oben rechts: lies ν cm^{-1} statt $\nu =$ cm^{-1}

Seite 345 Abb. 181: lies (Elektrodenabstand 1 cm); statt (Elektrodenabstand 1 mm);

Seite 348 17. Zeile von oben: lies ... unterworfener Vorgang. statt ... unterworfener Vorgänge.

Seite 489 Gleichung (730):

lies

$$I_e + I_n = I_1 e^{\int_{r_0}^{r}\alpha\,dr} = I\,\frac{\gamma}{1+\gamma}\,e^{\int_{r_0}^{r}\alpha\,dr}.$$

statt

$$I_e + 1_n = I_1 e^{\int_{r_0}^{r}\alpha\,dr} = I\,\frac{\gamma}{1+\gamma}\,e^{\int_{r_0}^{r}\alpha\,dr}.$$

Seite 665 [1868]: lies M. A. Бак statt M. A. Бах

Vorbemerkung

Dieses Buch ist den physikalischen Vorgängen bei elektrischen Entladungen in Gasen und im Vakuum gewidmet. Es enthält Beschreibung und Theorie des elektrischen Stromdurchgangs durch Gase. Dem Umfang und der Darlegungsweise entsprechend ist das Buch für ingenieur-technisches Personal und Mitarbeiter in Laboratorien jener Industriezweige vorgesehen, in denen man es mit elektrischen Vorgängen im Vakuum und in Gasen zu tun hat, insbesondere in der Industrie für Elektrovakuumgeräte, für Mitarbeiter wissenschaftlicher Forschungsanstalten und für Studierende der höheren Semester entsprechender technischer Hochschulen, Universitäten und anderer höherer Lehranstalten. Die Kenntnisse der Grundlagen der Mathematik werden beim Leser vorausgesetzt. Studierende können das Buch als Lehrbuch beim Studium der Gasentladungsphysik benutzen.

Vorwort zur ersten Auflage

Das vorliegende Buch ist ursprünglich als dritte Auflage der „Physikalischen Vorgänge im Vakuum und in verdünnten Gasen" geplant worden. Bei der Umarbeitung und Ergänzung des Buches veränderte sich jedoch sein Äußeres derart, daß die vorige Benennung den Inhalt des Buches nicht richtig widerspiegeln würde, und es war nötig, den Titel zu ändern. Im Vergleich zum vorigen sind die Kapitel über die Elektronik und die Entladung nicht nur in verdünnten, sondern auch in Gasen bei Hoch- und Höchstdruck in ihrem Umfang bedeutend erweitert und in ihrer Zahl vermehrt worden. Gleichzeitig wurden alle Kapitel über die Vakuumtechnik stark gekürzt und bilden im neuen Buch nur einen Teil des II. Kapitels, das der experimentellen Methodik auf dem Gebiet der Elektronik und der elektrischen Gasentladungen gewidmet ist. Das frühere Kapitel II, das eine kurze Darlegung der Grundlagen der kinetischen Gastheorie enthielt, wurde vollkommen weggelassen; die notwendigen Formeln sind nur im Anhang (Kapitel XXIV) angeführt.

Der Verfasser sah sich dazu berechtigt, da es heute eine genügende Anzahl von Anleitungen für die Vakuumtechnik gibt. Die Grundlagen der kinetischen Gastheorie sind in fast allen physikalischen Lehrbüchern dargelegt.

Die Reihenfolge der einzelnen Kapitel des Buches wurde geändert. Die Darlegung der Elementarprozesse wurde übersichtlicher aufgegliedert. Die Reihenfolge der Kapitel, die die Gasentladungen behandeln, wurde mit der Klassifizierung der verschiedenen Entladungsarten nach den sie charakterisierenden Elementarprozessen und mit den in letzter Zeit herauskristallisierten Entladungstheorien in Übereinstimmung gebracht. Die Zahl der Entladungsvorgänge, die in diesem Buch erfaßt wird, wurde erweitert. Es wird eine Darlegung über die moderne Funkenentladungstheorie sowie eine kurze Beschreibung und Erklärung der beim Blitz stattfindenden Prozesse gegeben. Die Kapitel über die Hoch- und Höchstdruckentladung, über elektrische Vorgänge in der Erdatmosphäre und über die chemischen Reaktionen in Gasentladungen wurden eingefügt. Im Kapitel XXIII wird eine Übersicht der Anwendungen der Elektronik und der Gasentladung in der Technik gegeben. Im Anhang Kapitel XXIV sind einige Angaben zusammengestellt, die für Forschung und Praxis auf dem Gebiet der Gasentladung nützlich sind. Das Literaturverzeichnis wurde bedeutend erweitert, ohne daß ein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben werden soll.

Der Verfasser drückt allen Mitarbeitern seines Lehrstuhls sowie allen Personen, die ihm durch den wissenschaftlichen Verkehr und durch Diskussionen besonders bei der Arbeit an der vorliegenden Ausgabe geholfen haben, seinen Dank aus, ebenso W. L. Granowski, der eine Reihe wertvoller Ratschläge in der Rezension über das Manuskript des Buches gab. Mit tiefer Trauer gedenkt der Verfasser seines engsten Mitarbeiters, des Dozenten Sergei Konstantinowitsch Moraljow, der an der Front im Vaterländischen Kriege gefallen ist. Durch S. K. Moraljow ist das Material für das VIII. Kapitel des vorliegenden Buches gesammelt und die erste erweiterte Variante dieses Kapitels niedergeschrieben worden.

Wissenschaftliche Forschungsanstalt für Physik
der Staatlichen Moskauer Lomonossow-Universität

November 1945 N. Kapzow

Vorwort zur zweiten Auflage

Bei der Vorbereitung der zweiten Auflage des Buches „Elektrische Vorgänge in Gasen und im Vakuum“ wurde vor allem das Kapitel über die Hochfrequenzentladungen einer wesentlichen Umarbeitung in Verbindung mit der bedeutenden experimentellen und theoretischen Entwicklung unterworfen, die dieses Gebiet in den letzten Jahren erfahren hat. Dieses Kapitel wird in der neuen Auflage nach den Kapiteln über die Funken- und Koronaentladung gebracht, da eine richtige Vorstellung über Hochfrequenzentladungen nur auf Grund des Studiums der anderen Entladungsarten möglich ist. In den übrigen Kapiteln wurde die Darlegung der einzelnen Fragen ergänzt und nach Möglichkeit modernisiert. Dies gilt für die Ausführungen über die Oxydkathoden, über die Strahlung der Gasentladung bei hohen Gasdrucken (kontinuierliche Spektren), über die Entladung mit kalter Kathode im Hochvakuum, über die Theorie des Streamerdurchbruchs und für eine Reihe anderer kleinerer Ergänzungen und Richtigstellungen. Ergänzt wurden die Hinweise auf die Arbeiten russischer und sowjetischer Wissenschaftler. Das Literaturverzeichnis wurde durch Hinweise auf die neueste Literatur ergänzt, ist jedoch ebenso wie in der vorhergehenden Auflage bei weitem nicht erschöpfend. Die Anwendungsgebiete der elektrischen Entladungen in Gasen und im Hochvakuum sind in der Technik derart angewachsen, daß die einigermaßen vollständige Darlegung eines der Gebiete ein besonderes Buch erfordert, in einigen Fällen von demselben Umfang wie dieses Buch. Einige solcher Bücher gibt es heute. Daher war für den Verfasser die Berechtigung gegeben, das Kapitel XXIII bedeutend zu kürzen und sich bezüglich der technischen Anlagen nur mit kurzen Hinweisen auf die Hauptfragen und einer kleinen Anzahl von Literaturhinweisen zu begnügen.

Der Verfasser benutzt die Gelegenheit, G. S. SOLNZEW und A. S. ANIKEJEW seinen tiefen Dank für die von ihnen geleistete Hilfe bei der Vorbereitung des Buches zum Druck und der Durchsicht der Korrekturen auszudrücken.

Juli 1950 N. KAPZOW

Bemerkung der deutschen Redaktion

Die vorliegende Übersetzung der „Elektrischen Vorgänge in Gasen und im Vakuum“ soll ein Beitrag zur Schließung der Lücke sein, die in der modernen deutschsprachigen Literatur auf dem wichtigen Gebiet der Gasentladungen besteht. Die große Fülle der in diesem Buche aufgegriffenen Probleme wird die noch bestehenden Lücken stärker hervortreten lassen und den Wunsch nach weiteren Büchern der Gasentladungsphysik verstärken.

Die deutsche Redaktion war bemüht, dieses wertvolle Werk des sowjetischen Physikers N. Kapzow mit der gleichen Liebe und Gewissenhaftigkeit für den deutschen Leser zu bearbeiten, wie es von seinem Verfasser geschaffen wurde. Dabei wurde auf bestmögliche Originaltreue Wert gelegt. Zugunsten der Klarheit und der Geschlossenheit der Darlegungen wurde gelegentlich auf eine wörtliche Übersetzung verzichtet.

A. Neumaier   K. A. Springstein

Inhaltsverzeichnis

Kapitel XVII. Die positive Bogensäule bei Hoch- und Höchstdrucken

Kapitel XVIII. Die Funkenentladung und der Blitz

Kapitel XIX. Die elektrischen Vorgänge in der Erdatmosphäre

Kapitel XX. Die Koronaentladung

Kapitel XXI. Die Hochfrequenzentladungen

I. Einführung

§ 1. Durchgang des elektrischen Stromes durch Gase

Der durch Gase fließende elektrische Strom wird von einer Reihe eigentümlicher Erscheinungen begleitet, die sich grundsätzlich von jenen beim Stromdurchgang durch feste Leiter oder durch flüssige Elektrolyte unterscheiden. Es sind dies die verschiedenartigen Formen des Leuchtens der Gase in der Entladung (angefangen von schwachem, kaum merklichem Glimmen bis zu blendend grellem Leuchten des elektrischen Bogens und dem Aufflammen von Blitzen), die akustischen Effekte (das Rollen des Donners, das Knistern der Funken, das Zischen der Korona) und endlich die spezifisch chemischen Reaktionen, die unter gewöhnlichen Umständen nicht stattfinden (unmittelbare Bildung von Stickstoff- und Zyanoxyden in der Luft, Bildung von Molekülen in einatomigen Gasen usw.).

Diese Begleiterscheinungen treten dann sehr heftig und stark zutage, wenn in kurzer Zeit durch das Gas große Ströme fließen.

Die durch Gase fließenden elektrischen Ströme unterscheiden sich von den durch feste und flüssige Körper fließenden Ströme nicht nur durch diese Effekte, sondern auch durch ihre Gesetze. Bekanntlich hat das OHMsche Gesetz für den festen Leiter bis zu sehr hohen Spannungen und Strömen Gültigkeit: die Stromstärke ist direkt proportional der Potentialdifferenz, die an den gegebenen Leiter gelegt worden ist. Mit anderen Worten, bei gleicher Temperatur und konstanter chemischer Zusammensetzung des Körpers bleiben seine spezifische elektrische Leitfähigkeit sowie sein spezifischer Widerstand ebenfalls konstant. Für Gase trifft dies nicht zu: das OHMsche Gesetz gilt nur selten; die elektrische Leitfähigkeit des Gases ist nicht konstant und hängt teilweise von äußeren Einwirkungen, in anderen Fällen dagegen von der Stromstärke ab, während bei nicht stationären Erscheinungen auch der Verlauf vorangegangener Prozesse einen Einfluß ausübt (z. B. die vorherige Stromstärke). Die Abhängigkeit von Strom und Spannung im Gas ist nicht linear und auch nicht eindeutig, sondern drückt sich sehr oft in einer sogenannten fallenden Strom-Spannungs-Charakteristik aus. Dies tritt auf, wenn beim Anwachsen des durch das Gas fließenden elektrischen Stromes die Potentialdifferenz, die auf die Gasstrecke entfällt, geringer wird. Sehr eigenartig sind auch die Erscheinungen, die bei allmählicher Erhöhung der an die Gasstrecke angelegten Potentialdifferenz auftreten, wenn man sie von sehr niedrigen bis zu sehr hohen Werten verändert. Bei einem solchen Versuch fließen durch das Gas zuerst sehr schwache Ströme, die deutlich von äußeren Einflüssen und von den benutzten Elektroden abhängen. Als Prozesse, die den Durchgang des elektrischen Stromes durch das Gas beeinflussen können, nennen wir die durch das Gas dringenden Röntgen-, radioaktiven oder kosmischen Strahlen, und z. B. eine Erwärmung der Kathode, die eine verstärkte Elektronenemission von deren Oberfläche hervorruft, oder die Bestrahlung der Kathode mit ultraviolettem Licht. Alle Prozesse, die auf das Gas von außen einwirken und seine

elektrische Leitfähigkeit bedingen, nennt man Fremdionisation. Je besser das Gas vor äußeren Einflüssen geschützt ist, um so geringer ist seine elektrische Leitfähigkeit. Ein vollkommen von der Umwelt abgeschlossenes Gas bei niedriger Temperatur stellt einen ebenso idealen Isolator dar wie ein Hochvakuum[1]). Mit der Vergrößerung der angelegten Potentialdifferenz wächst der von der Fremdionisation hervorgerufene Strom anfangs gemäß dem OHMschen Gesetz und steigt nach einem Sättigungsgebiet wiederum allmählich an. Nach dem Erreichen einer gewissen Potentialdifferenz treten plötzlich völlig neue Eigenschaften auf: bei geringem Widerstand des äußeren Stromkreises erreicht der Strom rasch sehr große Werte, die lediglich durch diesen Widerstand oder durch die Ergiebigkeit der Stromquelle beschränkt werden. Das Gas beginnt hell zu leuchten. Die Elektroden in der Gasstrecke beginnen zu glühen. Bei einer Entladung in freier Atmosphäre treten akustische Effekte auf. Dieser Übergang zu qualitativ neuen Erscheinungen wird „*Zündung*" der Gasentladung oder „*Durchbruch*" der Gasstrecke genannt. Die zur Zündung notwendige Potentialdifferenz nennt man Zünd- oder Durchbruchsspannung. Die Unterbrechung der Fremdionisation ruft in diesem Gebiet keine Unterbrechung der Entladung mehr hervor. Die Entladung ist *selbständig* geworden. Bei Spannungen unterhalb der Zündspannung, bei denen die Entladung mit der Unterbrechung der Fremdionisation aufhört, spricht man von *unselbständigen* Entladungen. Aus diesem Grunde wird die oben beschriebene Zündung einer Entladung als „Übergang der Entladung vom unselbständigen in den selbständigen Zustand" bezeichnet.

Ist der Widerstand des äußeren Stromkreises nicht zu klein und der Gasdruck nicht zu groß, so erhält man bei der Zündung der selbständigen Entladung eine Entladungsform, die als *Glimmentladung* bezeichnet wird. Die Glimmentladung wird durch die eigenartige Lage und die Reihenfolge der leuchtenden und der dunklen Bezirke der Entladungsstrecke charakterisiert, durch eine relativ geringe Stromdichte und durch die Existenz eines relativ schmalen Gebietes an der Kathode mit einem starken Potentialabfall in der Größenordnung von hundert Volt. Die Elektrodentemperatur bei der Glimmentladung ist nicht hoch. Vergrößert man allmählich die Stromstärke, indem man den Widerstand des äußeren Stromkreises verringert, so vergrößert sich nach und nach die Leuchtintensität des Gases und die Kathodentemperatur. Die Strom-Spannungs-Charakteristik durchläuft einen etwas absinkenden und darauf einen wiederum ansteigenden Teil. Schließlich findet eine weitere Veränderung des Stromes statt: Er vergrößert sich wiederum sprunghaft, die Spannung an der Entladungsstrecke vermindert sich plötzlich, die leuchtenden Entladungsteile verändern sich, die Kathode wird stark aufgeheizt, und es entsteht die sogenannte *Bogenentladung* mit fallender Strom-Spannungs-Charakteristik. Verringert man den Widerstand des äußeren Stromkreises noch mehr, so entwickelt sich die Entladung stürmisch.

Die Wärmemenge in der Entladungsstrecke und an den Elektroden wächst so stark an, daß die Elektroden schmelzen und die Entladungsröhre zerstört wird.

---

[1]) Es ist üblich, einen mit verdünntem Gas gefüllten Raum als Vakuum zu bezeichnen. Ein Hochvakuum ist dadurch charakterisiert, daß die mittlere freie Weglänge der Gaspartikel (vom Zusammenprall bis zum nächsten Zusammenprall) größer ist als die kleinsten linearen Abmessungen des gegebenen Gefäßes. Über die mittlere freie Weglänge siehe Kap. XXIV, §§ 1, 14 u. Kap. IX.

Unter anderen Bedingungen (gut gegen Wärmeverlust geschützte Elektroden, die sich durch die Entladung erwärmen, und geringer Widerstand des äußeren Stromkreises) wird das Stadium der Glimmentladung bei Spannungsvergrößerung zwischen den Elektroden rasch durchlaufen: beim Durchbruch der Gasstrecke entsteht in diesem Fall praktisch sofort eine starke Bogenentladung, und die ganze Erscheinung wirkt wie ein Kurzschluß im Stromkreis.

Bei einem Gasdruck in der Größenordnung einer Atmosphäre sowie relativ großem Abstand zwischen den Elektroden und hochvoltiger, jedoch schwacher Stromquelle entsteht beim Durchbruch eine intermittierende *Funkenentladung.* Charakteristisch für die Funkenentladung ist der Stromdurchgang auf zickzackförmigen, verzweigten, schmalen, hell leuchtenden Kanälen. Hat bei einem Druck von einer Atmosphäre eine oder beide Elektroden einen Krümmungsradius, der um ein vielfaches kleiner als der Abstand zwischen ihnen ist, so vollzieht sich der Durchbruch der Gasstrecke nicht auf einmal, sondern in zwei Abschnitten.

Beim Übergang der Entladung in den selbständigen Zustand entsteht die sogenannte *Koronaentladung* mit geringer Stromstärke und einem Leuchten, das lediglich eine Elektrode von kleinem Krümmungsradius umgibt. Nur bei sehr großen Potentialunterschieden zwischen den Elektroden findet der *Funkendurchbruch* (Funkenüberschlag) oder bei genügender Ergiebigkeit der Stromquelle der Übergang der Koronaentladung in die Bogenentladung statt. Der scharfe Übergang der Entladung von äußerst schwachen zu starken Strömen und der eigenartige Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik machen die Gasentladung zu einem wichtigen Mittel der Steuerung des elektrischen Stromes (Gleichrichtung von Wechselstrom, Umwandlung von Gleichstrom in Wechselstrom, Erzeugung elektrischer Schwingungen usw.). Daher finden die Gasentladungsgeräte eine immer weitere Anwendung in der Schwach- und Starkstromtechnik.

Die große Vielfalt der Entladungserscheinungen hängt mit der Verschiedenheit der Elementarprozesse zusammen, die beim Durchgang des elektrischen Stromes durch das Gas stattfinden. Dies ist auch der Grund für die großen Schwierigkeiten bei der Aufstellung einer Theorie der elektrischen Gasentladungen, die alle vorkommenden Erscheinungen, und zwar nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ, beschreiben kann. Neben der Kompliziertheit und der Verschiedenheit der Erscheinungen stört auch gleichzeitig der den atomaren und molekularen Prozessen eigene Charakter den Aufbau einer mathematischen Theorie der elektrischen Entladungen. Zur Zeit können wir sie lediglich durch Methoden der Wellenmechanik erfassen. Bei einer ganzen Reihe von Erscheinungen gestatten diese Methoden zwar das Aufstellen von Kurven und Kennlinien, die eine gegebene Erscheinung kennzeichnen, sie geben jedoch nicht die allgemeinen analytischen Beziehungen zwischen den uns interessierenden Größen an. Dies gilt z. B. für die Ionisierungswahrscheinlichkeit bei Stößen von Elektronen mit Atomen, für die Größe des Wirkungsquerschnittes von Atomen und Molekülen, für verschiedene Elementarprozesse usw.

Deshalb erweist es sich bei der Aufstellung von Theorien dieser oder jener Entladungserscheinungen als notwendig, für die Elementarprozesse von näherungsweisen Beziehungen auszugehen, deren Anwendungsgebiete dadurch notgedrungen begrenzt sind. Die Bezeichnung „Gasentladung", die jetzt für jeden Ladungstransport durch Gase angewandt wird, rührt davon her, daß zu Beginn des Studiums elektrischer Vorgänge das Laden und das Entladen von Kondensatoren eine wesentliche Rolle spielte. Durch diese physikalischen Vorgänge ist man erstmals mit dem

elektrischen Strom und im besonderen mit dem Stromdurchgang durch Luft und Gase bekannt geworden.

Die beim Stromdurchgang durch Elektrolyte auftretenden Vorgänge und die Aufstellung der Gesetze für Elektrolyte führten zu der in der Folgezeit durch alle Untersuchungen gerechtfertigten Voraussetzung, daß der Strom im Elektrolyten von einer Elektrode zur anderen durch positive und negative Ionen, d. h. geladene Bestandteile der Moleküle der Elektrolyten, transportiert wird. Es mußte dabei vorausgesetzt werden, daß das an und für sich nicht leitende Gas leitend wird, wenn in ihm Ionen auftreten — daß heißt geladene Atome und Moleküle oder diese und jene ihrer Komplexe. 1883 wurde von dem englischen Physiker JOSEPH JOHN THOMSON [21], der auf dem Gebiet der Gasentladungen sehr fruchtbare Arbeit geleistet hat, der Gedanke ausgesprochen, daß wir es beim beliebigen Stromdurchgang durch ein Gas mit einer chemischen Zersetzung der Gasmoleküle zu tun haben. Im Jahre 1897 gelang es J. J. THOMSON, das Verhältnis von Ladung zu Masse $\frac{e}{m}$ für Partikel zu ermitteln, die den elektrischen Strom in einer bestimmten Entladungsform übertragen, den *Kathodenstrahlen* [22]. Dieses Verhältnis ergab sich mehr als tausendmal so groß wie es für die leichtesten Ionen des Wasserstoffs bei der Elektrolyse bekannt war. THOMSON [23, 24] überzeugte sich 1899 endgültig, daß die Masse des Kathodenstrahlpartikels (die von ihm *Korpuskel* genannt wurde und heute als *Elektron* bekannt ist) sehr viel kleiner ist als die Masse des Wasserstoffatoms (das genaue Größenverhältnis beträgt 1 : 1836). Auf diese Weise hat J. J. THOMSON festgestellt, daß an der Übertragung elektrischer Ladungen durch Gase wenigstens in einigen Fällen Elektronen teilhaben. Später hat er mit Hilfe seiner „Parabel-Methode“ [25] die Masse der Partikeln bestimmt, die im Gas die positiven Ladungen übertragen. Diese Partikel erweisen sich als *positive Ionen*, d. h. positiv geladene Atome oder deren Komplexe. J. J. THOMSON und nach ihm andere Physiker entdeckten in der Entladung auch die Existenz *negativer Ionen*. Bei großer Gasdichte (z. B. bei Vorgängen in atmosphärischer Luft) dominieren die negativen Ionen ihrer Anzahl nach nicht nur über die Elektronen, sondern sie erscheinen auch als alleinige Träger der negativen Ladungen im Gas. Bei geringer Gasdichte sind die Elektronen die hauptsächlichen Ladungsträger.

Zwischen der Gas*ionisierung* und der *elektrolytischen Dissoziation* von Lösungen besteht ein wesentlicher Unterschied. Die elektrolytische Dissoziation beruht auf der Wechselwirkung der Teilchen des Lösungsmittels mit dem aufgelösten Stoff. Die positiven und negativen Ionen im Elektrolyten bestehen in jedem Fall aus eindeutig definierten Atomkomplexen (darunter auch aus einzelnen Atomen z. B. Na^+ und Cl^- in einer Kochsalzlösung). Diese Komplexe erscheinen in allen Fällen als Bestandteile der Moleküle des gelösten Stoffes, in die sie bei der elektrolytischen Dissoziation zerfallen sind. Die Ionenkonzentration im Elektrolyten ist von der ursprünglichen Gesamtkonzentration und der Temperatur abhängig, dagegen vollkommen unabhängig von der Stromstärke bzw. der Spannung, die zwischen den Elektroden des Elektrolyten liegt. Der Ionenverlust jedes Vorzeichens infolge der Ausscheidung auf den Elektroden und den dort vor sich gehenden chemischen Reaktionen wird ständig vom Zerfallsprozeß gedeckt.

Ganz anders liegen die Dinge in Gasen. Die Ionen in Gasen sind nicht unbedingt Bestandteile der Moleküle des gegebenen Gases. In den Gasen begegnet man allen möglichen Ionen: positiv und negativ geladenen Atomen, im ganzen geladenen

Molekülen und ebenso geladenen Atomkomplexen, die nie im freien Zustand bei chemischen Reaktionen anzutreffen sind. In Gasen erfolgt keine Ausscheidung einzelner Gasbestandteile an den Elektroden mit einem Übergang in einen anderen Aggregatzustand, wie dies bei Elektrolyten vorkommt, und wir können keine Übertragung dieses oder jenes Stoffes durch das Gas feststellen. Die Ionen geben vielmehr ihre Ladungen an den Elektroden ab und diffundieren in das Gas als neutrale Partikel zurück. Ionen bilden sich im Gas nicht nur unter der Wirkung von Fremdionisation, sondern auch durch eine ganze Reihe atomarer Elementarprozesse im Gasvolumen und an den Elektrodenoberflächen. Diese Prozesse sind eng mit dem Entladungsstrom verbunden. Bei der selbständigen Entladung ist der Einfluß dieser Prozesse bedeutend größer als der der Fremdionisation, und zur Aufrechterhaltung der Entladung wird diese überflüssig. Die Konzentration der Ionen und freien Elektronen hängt beim Auftreten derartiger Prozesse und wegen des Ionentransportes und der Ionenneutralisierung an den Elektroden von der Stromstärke und der Feldstärke in der Entladung ab. Dieser Umstand ist seinerseits die Ursache der Unhaltbarkeit des OHMschen Gesetzes in Gasen und der Grund für das komplizierte Aussehen der Strom-Spannungs-Charakteristik der verschiedenen Gasentladungstypen.

Als Beispiel wollen wir den einfachsten Entladungsfall untersuchen: die unselbständige Dunkelentladung in Luft bei Atmosphärendruck zwischen zwei ebenen parallelen Kondensatorplatten.

Das zwischen diesen Elektroden befindliche Gas möge dem Einfluß einer konstanten Fremdionisation unterworfen sein, der in einer Sekunde in jedem Kubikzentimeter q Ionenpaare bildet. Bei Atmosphärendruck ohne elektrisches Feld sowie bei nicht zu starken elektrischen Feldern werden die freien Elektronen durch die ständigen Stöße mit den Gaspartikeln mit diesen negative Ionen bilden. Wir haben es dann also praktisch nur mit positiven und negativen Ionen zu tun, unabhängig davon, wie der Primärprozeß der Ionisierung der Gaspartikel stattfindet. Wie ein Experiment zeigt, geht gleichzeitig mit der Ionisierung auch der umgekehrte Prozeß einer gegenseitigen Neutralisierung positiver und negativer Ionen vor sich — die sogenannte *Ionenrekombination.*

Als Ergebnis der Wirkung von Fremdionisation und Rekombination stellt sich eine konstante Ionenkonzentration beider Vorzeichen ein. Im folgenden wollen wir übereinkommen, die Konzentration der positiven Ionen durch n_p zu bezeichnen und die der negativen durch n_n. Wird an die Elektroden eine gewisse Potentialdifferenz gelegt, so bewegen sich die positiven und negativen Ionen unter der Wirkung des elektrischen Feldes zwischen Anode und Kathode. Wegen der ständigen Stöße mit neutralen Partikeln des Gases bewegt sich jedes Ion wie ein Körper in reibender Umgebung. Die Ionengeschwindigkeit hängt von der treibenden Kraft $F = eE$ ab, wobei e die Ionenladung und E die Feldstärke darstellt. In den Ausdrücken

$$v_p = K_p E \quad \text{und} \quad v_n = K_n E \tag{1}$$

sind v_p und v_n die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen, der Faktor K_p die Beweglichkeit der positiven Ionen und K_n die der negativen Ionen. Der Einfachheit halber setzen wir voraus, daß die positiven und die negativen Ionen, wie es meist der Fall ist, je eine Elementarladung e tragen.

Fügen wir irgendwo im Entladungsraum eine zur Kathode und zur Anode parallel liegende Fläche MN ein (Abb. 1) und zählen dann die Anzahl der positiven Ionen, die durch 1 cm² dieser Fläche in der Richtung von der Anode zur Kathode in einem kleinen Zeitraum Δt fliegen. Da sich unter der Feldeinwirkung die Ionen auf den Kraftlinien des Feldes senkrecht zur Fläche MN bewegen, werden im Verlaufe der Zeit Δt durch den ausgewählten Quadratzentimeter mn in Richtung von Anode zur Kathode lediglich die positiven Ionen durchfliegen, die zu Beginn der Zeitspanne Δt innerhalb des Parallelepipeds $mabn$ mit der Höhe $v_p \cdot \Delta t$ vorhanden waren. Da in jedem Kubikzentimeter des Gases im gegebenen Zeitpunkt n_p positive Ionen vorhanden sind, ist die gesuchte Anzahl positiver Ionen, welche die Fläche mn in der Zeit Δt durchläuft, gleich $n_p \cdot v_p \cdot \Delta t$ und die von ihnen in der gleichen Zeit übertragene elektrische Ladung ist gleich $e \cdot n_p \cdot v_p \cdot \Delta t$; die in einer Sekunde übertragene Ladung beträgt $e \cdot n_p \cdot v_p$. Genauso stellen wir die Menge der negativen elektrischen Ladung fest, die durch die Fläche mn in umgekehrter Richtung pro Sekunde durch die negativen Ionen übertragen wird. Sie beträgt $e \cdot n_n \cdot v_n$. Da nun die Bewegung der negativen elektrischen Ladung von links nach rechts dem Transport der gleichen Menge positiver Ladung von rechts nach links äquivalent ist, wird der Gesamtstrom durch die Flächeneinheit — d. h. die Stromdichte —, die durch die Bewegung der positiven und der negativen Ionen erzeugt worden ist, gleich

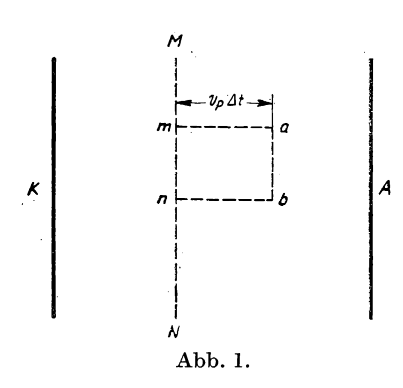


Abb. 1.

$$i = e n_p v_p + e n_n v_n \tag{2}$$

sein. Man kann gewöhnlich $n_p = n_n = n$ setzen. Wenn man nun für v_p und v_n die Ausdrücke (1) einsetzt, findet man

$$i = e n (K_p + K_n) E \tag{3}$$

oder, da im Fall des Plattenkondensators $E = \frac{U}{d}$, wobei d den Abstand zwischen Anode und Kathode und U die Potentialdifferenz zwischen ihnen darstellt, daß

$$i = e n (K_p + K_n) \frac{U}{d}. \tag{4}$$

Bei geringer Potentialdifferenz U ist die Stromdichte gering. Die Anzahl der Ionenpaare, die durch den Strom aus jedem Volumenelement des Gases fortgetragen wird, ist im Vergleich zu der Anzahl der im gleichen Volumenelement rekombinierten Ionenpaare sehr klein. Daher wird bei kleinem U das Gleichgewicht der Ionenbildung durch Fremdionisation und der Rekombination nicht gestört. Die Ionenkonzentration ohne angelegtes Feld ist die gleiche und hängt daher nicht vom Strom ab. Wie Gleichung (4) zeigt, und das Experiment bestätigt dies, ist die elektrische Leitfähigkeit des Gases in diesem Feld konstant, und es gilt das Ohmsche Gesetz. Bei großen U- und i-Werten jedoch wird

die Gleichgewichtskonzentration n der Ionen durch Einwirkung der Fremdionisation, der Rekombination und der Ionenwanderung um so kleiner, je größer der Strom ist. Infolgedessen wird die Stromdichte i langsamer anwachsen als die Potentialdifferenz U. Die Strom-Spannungs-Charakteristik der Entladung (Abb. 2) wird nach rechts von der Richtung der Geraden OA, die geringen Werten von U entspricht, abbiegen. Wenn bei einer Erhöhung von U die Stromstärke so stark anwächst, daß die Anzahl der Ionenpaare, die pro Zeiteinheit im gegebenen Volumenelement des Gases rekombinieren, im Vergleich zur Anzahl der Ionen, die in der gleichen Zeit durch den Strom abtransportiert werden, äußerst gering ist, dann werden alle q Ionenpaare, die in einer Sekunde durch Fremdionisation gebildet werden, durch den Strom abtransportiert. Die Stromdichte i wird in diesem Fall ausschließlich durch die Zahl q bestimmt. Da diese Zahl konstant ist, wird auch die Stromdichte i konstant sein und nicht von U abhängen. Im Kondensator wird ein *Sättigungsstrom* fließen, dem in der Kurve der Abb. 2 das horizontale Gebiet BC der Strom-Spannungs-Charakteristik entspricht. Das Experiment zeigt, daß bei einer weiteren Vergrößerung der Potentialdifferenz U die Stromdichte wiederum, erst langsam und dann immer rascher, im Gebiet CE der Strom-Spannungs-Charakteristik anwächst.

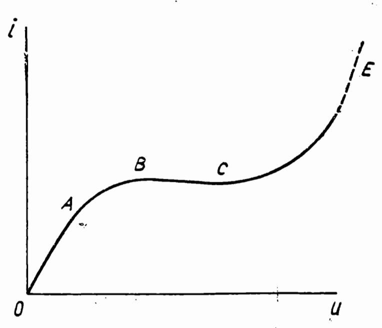


Abb. 2 Strom-Spannungs-Charakteristik einer Dunkelentladung.

Das Ansteigen der Konzentration der geladenen Partikel, die den Stromanstieg hervorrufen, erfolgt hierbei durch neue elementare Ionisationsprozesse, die durch die Entladung bedingt sind. Durch die Geschwindigkeitsvergrößerung der positiven Ionen erweist sich ihre Energie beim Aufprall auf die Kathode als groß genug, um freie Elektronen aus ihr auszulösen. Diese Elektronen sowie die aus neutralen Gaspartikeln unter Einwirkung der Fremdionisation freiwerdenden bilden infolge ihrer Geschwindigkeitsvergrößerung nicht mehr nur negative Ionen, sondern beginnen selbst das Gas zu ionisieren. Die hierbei aus den Gasatomen und Molekülen abgetrennten freien „*Sekundärelektronen*" ionisieren ihrerseits durch Stöße wieder die neutralen Gaspartikel. Es vergrößert sich also auch die Anzahl der Elektronen auf ihrem Wege von der Kathode zur Anode. Eine solche Gruppe, in der die Anzahl der Elektronen fortgesetzt vergrößert wird, nennt man *Elektronenlawine*, analog zur Erscheinung von Schneelawinen, die von Zeit zu Zeit an den Abhängen schneebedeckter Berge niederrollen. Jede Elektronenlawine ruft durch die sie begleitenden Elementarprozesse den Austritt einer gewissen Anzahl von Elektronen aus der Kathodenoberfläche hervor. Diese Elektronen nun bilden eine neue Lawine, und die Entladung reißt bei einer Unterbrechung der Fremdionisation nicht sofort ab. Wenn jedoch die Elektronenzahl in jeder nachfolgenden Lawine kleiner ist als die Elektronenzahl der sie hervorrufenden vorhergehenden Lawine, so vermindert sich der Entladungsstrom und sinkt schließlich auf Null ab — die Entladung ist noch unselbständig. Bei weiterer Vergrößerung von U und i nähert sich das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Lawinen dem Wert „1", dem sogenannten „Verstärkungsfaktor" μ der Ionisation. Bei $\mu \geqq 1$ benötigt die Entladung zu ihrer Aufrechterhaltung nicht mehr die Fremdionisation und wird selbständig. Die unselbständige Entladung,

der in Abb. 2 der Anfang der Strom-Spannungs-Charakteristik entspricht, einschließlich des Sättigungsstromgebietes, nennt man *unselbständige Dunkelentladung.* Die Entladungsform, die dem ansteigenden Teil der Kurve *CE* entspricht, heißt unselbständige TOWNSEND-Entladung — nach dem englischen Physiker TOWNSEND, der ein Schüler von J. J. THOMSON und Verfasser der ersten quantitativen Gasentladungstheorie war, insbesondere der Theorie von den Elektronenlawinen und dem Übergang der unselbständigen Entladung in die selbständige Entladung.

Wie wir aus dem betrachteten Beispiel sehen konnten, müssen zum Verständnis und zur quantitativen Erfassung der Vorgänge in Gasentladungen die dabei stattfindenden atomaren Elementarprozesse studiert werden. Von diesen Prozessen haben die Ionisationsprozesse die größte und wesentlichste Bedeutung. Sie lassen sich in zwei große Gruppen einteilen: die Ionisationsprozesse im Gasraum — *Volumenionisation* — und die Elementarprozesse an der Grenze zwischen Gas und festen oder flüssigen Elektroden — *Oberflächenionisation.*

Zu den Prozessen der Volumenionisation gehören: die Ionisation durch Stöße von Elektronen und Ionen mit neutralen Atomen und Molekülen (Stoßionisation, direkt und stufenweise), die Ionisation durch Übertragung der Anregungsenergie eines Atoms oder Moleküls auf ein anderes Atom oder Molekül (unelastische Stöße II. Art), die Ionisation durch ultraviolette, Röntgen- oder γ-Strahlen (Photoionisation), die Ionisation durch Erhöhung der Gastemperatur, hervorgerufen durch Stöße der schnellsten Atome und Moleküle untereinander (thermische Ionisation). Die Ursache der Oberflächenionisation ist die Emission (das Aussenden) von Elektronen aus festen oder flüssigen Körpern: a) unter der Einwirkung von Lichtquanten, die auf den Körper auftreffen (Oberflächen- oder „äußerer" Photoeffekt), b) unter der Wirkung hoher Temperaturen (thermische Elektronenemission), c) durch ein starkes Feld an der Oberfläche des Körpers (Feldemission), d) durch Aufschlag von Ionen, Elektronen, angeregter und neutraler Atome auf die Oberfläche des Körpers (Sekundäremission). Den Prozessen der Elektronenemission kommt, abgesehen von den Gasentladungserscheinungen, auch selbständige Bedeutung zu, da einige derselben auch an der Grenze zwischen festen Körpern und dem Hochvakuum auftreten und den Durchgang des elektrischen Stromes durch das Vakuum bedingen.

Neben der Ionisation haben für die Gasentladungserscheinungen auch die Prozesse der *Anregung* von Atomen und Molekülen sehr große Bedeutung. Jedes Gas stellt beim Durchgang des elektrischen Stromes nicht allein ein Gemisch von Elektronen, neutralen und ein- oder mehrfach ionisierten Atomen und Molekülen dar, sondern es gehören auch Atome und Moleküle in verschiedenen Anregungsstufen sowie angeregte Ionen dazu. Alle diese Partikel stoßen miteinander zusammen, wirken aufeinander ein und befinden sich im steten energetischen Austausch, der den Verlauf der Entladungsprozesse bestimmt. Zur Anregung der Atome und Moleküle führen Prozesse, die denen, die zur Ionisation führen, analog sind: Stoßanregung (direkte und stufenweise), unelastische Stöße II. Art, Photoanregung des Gases und thermische Anregung. Außer der Ionisation und der Anregung kommen im Gas immer wieder in mehr oder weniger starkem Maße die umgekehrten Prozesse vor, die Bildung von normalen Atomen: *Rekombinationsprozesse* positiver und negativer Ionen untereinander oder positiver Ionen und Elektronen, Rückkehr angeregter Atome in den Grundzustand unter Ausstrahlung von Lichtquanten sowie ein Zerfall negativer Ionen in neutrale Atome und Elektronen. Desgleichen finden *Umladungs-*

prozesse statt, die im Elektronenaustausch zwischen Ionen und neutralen Gaspartikeln bestehen. Die Rekombinationsprozesse erfolgen nicht nur im Gasvolumen, sondern an der Oberfläche der das Gas begrenzenden Fläche oft intensiver als im Gasvolumen selbst.

Um die Entladungserscheinungen in Gasen zu erklären, sind nicht nur die oben aufgezählten Elementarprozesse zu studieren, sondern auch der Charakter der Elektronen- und Ionenbewegung im Gas mit und ohne Einwirkung eines elektrischen Feldes. Hierher gehören Probleme der *Beweglichkeit* von Elektronen und Ionen, Probleme der *Geschwindigkeits- und Energieverteilung* bei der Wärmebewegung der Ionen und Elektronen. Eine solche Bewegung beeinflußt den durch das elektrische Feld bedingten Stromtransport und übertrifft ihn manchmal noch in seiner Bedeutung für die Entladung (wenn der ungerichtete Strom größer ist als der gerichtete). In diesem Zusammenhang ist auch die Frage nach der *freien Weglänge* der Elektronen und Ionen wesentlich, genauer ausgedrückt — nach dem *Wirkungsquerschnitt* der Atome und Moleküle in bezug auf diesen oder jenen Vorgang der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Ionen sowie die Frage nach dem Charakter der *Dispersion* der Elektronen oder Ionen beim Stoß mit den Molekülen oder Atomen des Gases. Bei der Bilanz dieser oder jener Partikel und bei der Energiebilanz spielen die Prozesse der Abstrahlung von Energiequanten durch angeregte Atome und Moleküle sowie die Verweilzeit im angeregten Zustand eine wesentliche Rolle.

Beim Stromdurchgang durch Gase sowie durch Hochvakuum wird das Feld, in dem sich die geladenen Teilchen bewegen, nicht nur durch die Geometrie der Elektroden und durch ihre Potentiale bestimmt, sondern auch durch die *Raumladungen*, die von den Elektronen und Ionen gebildet werden. Daher ist das Studium der Raumladungen ebenfalls ein wichtiges Kapitel beim Studium der elektrischen Vorgänge in Gasen.

Um im weiteren nicht zur Aufstellung der einzelnen Entladungstypen zurückzukehren, fügen wir dem Obengesagten über die verschiedenen Entladungsformen — der Dunkelentladung, Glimm-, Bogen-, TOWNSEND-, Korona- und Funkenentladung — noch einen Hinweis auf die Hochfrequenzentladungen hinzu.

1. *Die Hochfrequenzentladung mit Außen- und Inneneelektroden.* Bei dieser Entladungsform kommt die Entladung des mit verdünntem Gas gefüllten Gefäßes durch Einbringen in ein elektrisches Hochfrequenzfeld zustande (z. B. zwischen die Platten eines Kondensators im Stromkreis eines Hochfrequenzgenerators). Zum Unterschied von der gewöhnlichen Glimmentladung mit Wechselstrom treten in diesem Falle beim Wechsel der Stromrichtung keine Umgruppierungen der Raumladungen auf. Die Prozesse auf der Oberfläche der Kathode sind zur Aufrechterhaltung der Entladung nicht wesentlich und können vernachlässigt werden.

2. *Die elektrodenlose Ringentladung* stellt eine Analogie zu den FOUCAULTschen Strömen dar. Sie findet dann statt, wenn ein mit verdünntem Gas gefülltes Gefäß in einen Solenoiden oder in eine Spule gebracht wird, durch die Hochfrequenzstrom fließt. In diesem Falle spielt das hochfrequente Magnetfeld, das die Ströme der Ringentladung induziert, die entscheidende Rolle. Eine Kathodenoberfläche fehlt, da es bei dieser Entladungsart keine Elektroden gibt.

3. *Hochfrequente Koronaentladung.*

4. *Fackelentladung.*

Die letzten zwei Arten der Hochfrequenzentladung, die bei relativ hohem Druck stattfinden (z. B. bei Atmosphärendruck), sind bisher wenig untersucht worden.

Weiterhin müssen noch die *Büschelentladung*, bei der die rasch aufeinanderfolgenden, sich unterbrechenden Kanäle der Funkenentladung ein pinselähnliches Gebilde ergeben, und die *Übergangsformen der Entladungen*, z. B. die Übergangsform zwischen den unselbständigen TOWNSEND- und den Glimmentladungen, erwähnt werden. Eine andere Übergangsform tritt auf, wenn der Strom durch einen großen Widerstand von der Glimmentladung zur Bogenentladung während des Überganges begrenzt wird. Bei dieser Entladungsform ist der Kathodenfall charakteristisch, er ist geringer als der einer Glimmentladung und größer als der Kathodenfall einer Bogenentladung. An der Kathode einer solchen Entladung finden gleichzeitig Prozesse statt, die sowohl für Bogenentladungen typisch sind, als auch solche, die den Glimmentladungen entsprechen. Neben dem Stromdurchgang durch verdünnte Gase muß auch der Durchgang der elektrischen Ströme durch das Hochvakuum behandelt werden. *Entladungen im Vakuum* finden wir z. B. in Elektronenröhren und in Vakuumphotozellen. Der Stromdurchgang durch das Hochvakuum benötigt die Elektronenemission einer Kathode. Im Einklang mit dem Bisherigen unterscheiden wir im Hochvakuum drei Entladungstypen: Thermo-, Feld- und Photoelektronenentladungen.

Ein Mittelding zwischen den elektrischen Gasentladungen und den Entladungen im Hochvakuum ist eine Entladung, die in Ionenröntgenröhren und in CROOKESschen Röhren auftritt, die zur Gewinnung und Demonstration der „Kathodenstrahlen" Verwendung finden. Dabei ist die Dichte des Restgases im Gefäß so gering, daß die mittlere freie Elektronenweglänge größer ist als die Abmessungen der Entladungsröhre oder zum mindesten von derselben Größenordnung. Trotzdem spielt gleichzeitig der Gasrest als Elektronenquelle an der Kathode eine wesentliche Rolle. Durch den Aufprall der schnellen positiven Ionen auf die Kathode tritt eine sekundäre Elektronenemission ein. Die schnellen positiven Ionen entstehen durch Ionisation bei der relativ geringen Anzahl von Zusammenstößen zwischen den aus der Kathode stammenden Elektronen und den restlichen Gasteilchen.

In einigen modernen Lichtquellen findet eine *Höchstdruckentladung* statt (in manchen Fällen betragen die Drucke bis zu 100 Atmosphären). Diese Entladung hat die Form eines Fadens (unabhängig von der Form des Gefäßes sowie der Elektroden) und wird durch das Überwiegen der thermischen Ionisation über andere Ionisationsarten und durch das Energiegleichgewicht zwischen der ungeordneten Elektronenbewegung und der Bewegung neutraler Gaspartikel charakterisiert.

Eine Gasentladung kann *stationär* oder *nichtstationär* sein. Im ersten Fall sind alle Zustandsparameter an jedem gegebenen Punkt der Entladungsstrecke zeitlich konstant. Sämtliche Größen, wie Temperatur und Dichte des neutralen Gases, der Elektronen- und Ionenkonzentration und ebenso die Konzentration der angeregten Atome in jedem energetischen Zustand sowie die Dichte des Entladungsgases sind unveränderlich; die Stromstärke durch jeden Querschnitt der Röhre zwischen zwei Elektroden ist konstant. Bei einer nichtstationären Entladung verändern sich diese Parameter mehr oder weniger mit der Zeit. Zu den nichtstationären Entladungen gehören: die Entladung bei Wechselstrom niedriger Frequenz, die Hochfrequenzentladung und die *Impulsentladung* (darunter auch die Funkenentladung). In Analogie zum Begriff der quasistationären Ströme wird die Entladung mit Wechselstrom niedriger Frequenz *quasistationäre Entladung* genannt. Die Benennung „stationär" ist lediglich auf die Gleichstromentladung anwendbar.

Die Impulsentladungen ermöglichen es, in sehr kurzer Zeit außergewöhnlich große Leistungen sowie enorme Stromstärken durch Gase zu leiten.

§ 2. Kurzer geschichtlicher Überblick

Die elektrischen Gasentladungen waren die ersten experimentellen Tatsachen, die auf dem Gebiet der elektrischen Erscheinungen nach Entdeckung der Elektrisierung von Körpern durch Reibung und nach Versuchen zur Anziehung und Abstoßung elektrisierter Körper bekannt wurden. WOLL beobachtete den Austritt eines Funkens aus elektrisiertem Bernstein und beschrieb diese Erscheinung in den Philosophical Transactions, Band XXVI, Nr. 314, 1698[1]).

In den ersten Jahren des 18. Jahrhunderts beobachtete HANKSBY ein Leuchten der verdünnten Luft in einer Glaskugel, die von außen durch Reibung elektrisiert wurde. Anlaß zu dieser Untersuchung war ein Experiment, das 1675 von PICCARD durchgeführt wurde. Dabei entdeckte PICCARD beim Schütteln der Quecksilbersäule im Barometer [26, 29] ein Leuchten des Quecksilberdampfes. In den Jahren 1733 bis 1737 gelang es DU FAY, bei Untersuchungen über die Elektrisierung Funken aus dem Körper eines elektrisierten Menschen zu ziehen. 1746 baute MUSSCHENBROEK ([29], Bd. II, S. 287; [31], S. 128) die ersten Leidener Flaschen. Untersuchungen beim Aufladen dieser Flaschen und bei ihrer Entladung durch elektrische Funken führten zum Namen „Elektrische Entladung".

Die Entdeckung von elektrischen Entladungserscheinungen in der Luft und ihr Vergleich mit den Gewittererscheinungen in der Erdatmosphäre führte zum Gedanken der elektrischen Natur des Blitzes. Die Priorität dieser Erkenntnis gehört dem Altmeister der russischen Physik MICHAIL WASSILJEWITSCH LOMONOSSOW. Die Idee der elektrischen Natur nicht nur des Blitzes, sondern auch des Nordlichtes wurde von ihm in der Ode „Abendgedanken über Gottes Herrlichkeit" (1743) früher als von den ausländischen Gelehrten, darunter auch FRANKLIN, hervorgehoben [26].

FRANKLIN zeigte 1752 ([29], Bd. II, S. 294; [31], S. 128), und fast gleichzeitig mit ihm LOMONOSSOW [30, 32] durch einen Versuch, daß Donner und Blitz mächtige elektrische Entladungen in der Luft sind. LOMONOSSOW stellte außerdem fest, daß nicht nur bei einem Gewitter elektrische Entladungen in der Luft stattfinden, da auch ohne Gewitter manchmal aus seiner „Donnermaschine" Funken hervorgerufen wurden. Diese Donnermaschine war eine im Wohnraum aufgestellte Leidener Flasche, von der ein Belag durch eine Leitung mit einem Metallkamm oder mit einer Spitze verbunden war, die an einer im Freien aufgestellten Stange angebracht wurde[2]). LOMONOSSOW schuf eine Theorie der Gewittererscheinungen, die als Prototyp der modernen Gewittertheorie angesehen werden kann. Ferner untersuchte er das Leuchten verdünnter Luft mit Hilfe einer Elektrisiermaschine. Im Jahre 1785 hat COULOMB [30] während seiner Versuche, die zur Aufstellung des COULOMBschen Gesetzes führten, die natürliche Zerstreuung elektrischer Ladungen durch die Luft (die stille Entladung, Dunkelentladung) entdeckt.

1802 entdeckte und beschrieb der Professor der Physik an der Petersburger Medizinisch-Chirurgischen Akademie WASSILI WLADIMIROWITSCH PETROW, später

---

[1]) WOLL erhielt dabei einen Funken, „. . . beinahe einen Zoll lang. Dabei erklang ein Laut, als wäre im Ofen ein Kohlenstück geplatzt . . ." ([26] und [29], Bd. II, S. 251).

[2]) Im Jahre 1753 wurde durch den Einschlag eines Blitzes in die Stange der Donnermaschine im Heim LOMONOSSOWS ein Freund von ihm, RICHMANN, bei Versuchen getötet.

Mitglied der Akademie der Wissenschaften zu Petersburg, erstmals einige Jahre früher als der englische Physiker DAVY (1821) die Erscheinung des elektrischen Bogens in Luft zwischen zwei Kohleelektroden [33, 34]. Außer dieser fundamentalen Entdeckung gab PETROW eine Beschreibung verschiedener Arten des Leuchtens in verdünnter Luft beim Durchgang des elektrischen Stromes, d. h. im wesentlichen die Beschreibung der Entladung in Luft bei einem Druck von einer Atmosphäre bis zu 6 mm Quecksilbersäule. Von FARADAY wurde die Potentialdifferenz untersucht, bei welcher die Funkenentladung entsteht. Er entdeckte dabei, daß der erste Impuls der Funkenentladung — der Durchbruch des ersten Funkens zwischen den Elektroden — bei höherer Potentialdifferenz vor sich geht als der Überschlag der nächsten Funken und daß nach jedem Funken die Eigenschaft des Gases, die den Durchgang des nächsten Funkens erleichtert, einige Minuten erhalten bleibt [35]. Er stellte weiter den Einfluß der Elektrodenpolarität der Entladungsstrecke auf das Potential des Funkendurchbruchs für den Fall fest, daß beide Elektroden den Abmessungen und der geometrischen Konfiguration nach ungleich sind [36]. FARADAY hat dem Studium von Gasentladungsvorgängen sehr großen Wert beigelegt. Er schrieb: „... Die Ergebnisse, die mit den verschiedenen Erscheinungen der positiven und negativen Entladungen verbunden sind, werden die Elektrizitätstheorie stärker beeinflussen, als wir es jetzt denken ...“ [26].

In der Mitte des 19. Jahrhunderts entstand eine phänomenologische Beschreibung der Glimmentladung und einiger anderer Arten von Entladungen in verdünnten Gasen, insbesondere wurde im Jahre 1850 die geschichtete Entladung entdeckt [26].

Das inzwischen begonnene Studium der Emissions- und Absorptionsspektren verschiedener Körper führte PLÜCKER zur Schaffung der GEISSLER-Röhren (benannt nach dem Glasbläser GEISSLER). PLÜCKER hatte festgestellt, daß unter allgemein üblichen Bedingungen das Leuchten dieser Röhren um so heller ist, je enger sie sind, und schlug vor, sie in Form von Kapillaren auszubilden und vor dem Spalt eines Spektroskopes aufzubauen. 1857 stellte PLÜCKER dann fest, daß das Spektrum der Röhren eindeutig die Natur des in ihm eingeschlossenen Gases charakterisiert, und entdeckte die ersten drei Linien der sogenannten BALMER-Serie des Wasserstoffes. Ein Schüler von PLÜCKER, HITTORF, studierte die Glimmentladung und publizierte 1869 eine Arbeit „Über die elektrische Leitfähigkeit der Gase“. Von ihm und PLÜCKER stammen die ersten Untersuchungen über Kathodenstrahlen. Die weitere Untersuchung darüber wurde von CROOKES durchgeführt, der die Gasverdünnung in der Entladungsröhre bis zur äußerst möglichen Grenze führte [26].

Ein wesentlicher Fortschritt bei der Erklärung der Gasentladungserscheinungen wurde durch die Arbeiten von J. J. THOMSON [53] erreicht, der die Existenz von Elektronen und Ionen nachwies. Aus der Schule von J. J. THOMSON (Cavendisher Laboratorium) ging eine ganze Reihe von Physikern hervor, die die elektrischen Entladungen in Gasen und die in ihnen stattfindenden Prozesse untersuchten. Es genügt, unter vielen anderen Namen TOWNSEND, RUTHERFORD, RICHARDSON und ASTON zu nennen. Seit der Gründung des Cavendisher Laboratoriums ist die Zahl der Untersuchungen über Gasentladungen und Elektronik außergewöhnlich stark angestiegen und kann in dieser kurzen Übersicht nicht annähernd erfaßt werden.

Von den russischen Wissenschaftlern des 19. Jahrhunderts arbeiteten an den Untersuchungen des elektrischen Bogens und seiner praktischen Anwendung für die Beleuchtung P. N. JABLOTSCHKOW (1847—1894) [37—38] und W. N. TSCHIKOLEW (1845—1898) [40—42] sehr erfolgreich, während die Anwendungen des Bogens für

das Schweiß- und Lötverfahren und das Schmelzen von Metallen von N. G. Slawjanow und N. N. Benardos entwickelt wurden [43—44]. Mit Untersuchungen des Bogens beschäftigten sich auch D. A. Latschinow [45] und W. F. Mitkewitsch [46]. Mitkewitsch untersuchte 1905 die Kathodenprozesse der Bogenentladung. Mit der unselbständigen Entladung in Luft beschäftigte sich 1888—1891 A. G. Stoletow während der Zeit seiner klassischen Untersuchung des lichtelektrischen Effektes am Aktinium (Photoeffekt) [47]. Von ihm stammt die Entdeckung des Stoletowschen Photoeffekts, ferner die Aufstellung des ersten Gesetzes für den Photoeffekt und eine Reihe anderer Grundzüge dieses Elementarprozesses. Stoletow war sich stets der bedeutenden Rolle klar bewußt, welche die Erforschung der elektrischen Erscheinungen im Gas in der Entwicklung der Physik spielen würde und dachte stets an solche Forschungen. Zwei Tage vor seinem Tode, bei seinem letzten Zusammensein mit P. N. Lebedew, schwerkrank, kaum der Rede fähig, leitete Stoletow das Gespräch „auf sein Lieblingsthema über Gasentladungen“ [55]. Beim Abschied von Lebedew fügte er kaum hörbar hinzu: „Ich rate, sich mit diesen Fragen zu beschäftigen — sie sind sehr interessant und sehr wichtig“. I. I. Borgman führte interessante Untersuchungen über den Verlauf von Dunkelentladungen in der Luft durch, wobei er eine sehr kleine Magnetnadel beim Vorhandensein und Nichtvorhandensein von Entladungen in der Luft beobachtete [48]. W. K. Lebedinski studierte in den Jahren 1900—1909, teilweise zusammen mit Mitkewitsch, die Erscheinungen des elektrischen Funkens, sein Erlöschen und insbesondere das Zünden des Funkens durch ultraviolettes Licht und radioaktive Strahlungen [49, 50].

Von den verstorbenen russischen Physikern, die im 20. Jahrhundert auf dem Gebiet der Gasentladungen arbeiteten, wollen wir D. A. Roschanski nennen (1882 bis 1936), der zum erstenmal ein russisches Lehrbuch über elektrische Gasentladungen schrieb [1].

Die modernen Gasentladungstheorien, die auf den Vorstellungen der Gasionisierung beruhen, gehen auf die klassischen Arbeiten von J. J. Thomson, einer von ihm im Jahre 1900 entworfenen Idee [51, 52] und auf die Arbeiten seines Schülers Townsend [18—20] zurück. Die Theorie von Townsend wurde in den Jahren 1931—1932 wesentlich von Rogowski [1214, 1215, 1248—1250] unter Berücksichtigung der Feldverzerrung vervollständigt. Das gab die Möglichkeit, die Theorie auch auf die selbständige Glimmentladung auszudehnen. Die thermische Elektronenemission wurde von dem englischen Physiker Richardson um das Jahr 1900 untersucht [54, 148]. Richardson schuf die erste quantitative Theorie dieses Elementarprozesses. Die Untersuchungen der Gasionisation führten zur Entdeckung anderer Elementarprozesse im Gasvolumen. Eine besondere Rolle spielten die Arbeiten von Franck und Hertz [675, 679] über Anregungs- und Ionisierungspotentiale von Gasen, die in den Jahren 1913—1914 publiziert worden sind und die die Lehre über Gasentladungen eng mit der Bohrschen Atomtheorie, deren Publikation in denselben Jahren erfolgte, in Zusammenhang brachten.

Auf dem Gebiet der allgemeinen Entladungstheorie wurde 1923 von Langmuir eine andere Erklärung der Vorgänge der Gasentladung gegeben, die die Vorstellung über das „Plasma“ schuf und die Wege zu experimentellen und theoretischen Untersuchungen wies [1021—1023, 1581, 1582]. Die von dieser Schule geschaffene Theorie des Durchbruchs und der Büschelentladung erfaßt unter anderen fundamentalen Elementarprozessen die Photoionisation im Gasvolumen und führt gleichzeitig mit den Vorstellungen über die Elektronenlawinen nach Townsend die Vorstellung

über die „Streamer“ (Entladungskanäle beim Funken) ein. Auf diese Weise gelang es, die Erscheinungen der Funkenentladung und des Blitzes sowie die der Entladungen an Spitzen besonders gut zu erklären. Eine quantitative Theorie der thermischen Ionisation schuf der indische Physiker SAHA (1923) [811]. Die Anwendung der Theorie SAHAs auf die eingeschnürte Bogenentladung stammt von ELENBAAS und anderen (1935) [1837—1839]. Unter ihnen hat BOL erstmals die Entladung in Quecksilberdampf bei Überdrucken bis zu 100 Atmosphären und höher verwirklicht [1850].

Das erste Jahrzehnt nach der Oktoberrevolution fiel mit einer raschen Entwicklung der Gasentladungsphysik zusammen. Zu gleicher Zeit hat die in der UdSSR begonnene stürmische Entwicklung der Vakuumtechnik den sowjetischen Physikern eine Reihe von Aufgaben gestellt, die eng mit den elektrischen Vorgängen im Gas und der Elektronik verbunden sind. In Leningrad wie in Moskau bildeten sich Gruppen von Physikern, die intensiv auf diesem Gebiet arbeiten. Heute sind diese Gruppen zu großen Laboratorien und Instituten angewachsen. Alle in der UdSSR auf diesem Gebiet durchgeführten Arbeiten zu erfassen, ist nicht möglich, und wir verweisen den Leser auf die speziellen Übersichten [27, 28]. Eine genauere Beschreibung der wichtigsten Errungenschaften sowjetischer Physiker und die entsprechenden Hinweise hierzu werden im Text der weiteren Kapitel dieses Buches gegeben.

II. Experimentelle Methoden bei der Untersuchung von Gasentladungen und Elektronen- bzw. Ionenvorgängen im Hochvakuum. Fundamentale Methoden der Gasentladungsuntersuchungen

§ 1. Abpumpen des Gases und Entgasung der Apparatur

Um in der Versuchsapparatur, die meist aus einer Glasröhre mit vakuumdicht eingeschmolzenen Metalldurchführungen und Metallelektroden innerhalb der Röhre besteht, ein Hochvakuum zu erzeugen, muß das Gas aus dieser Röhre, dem Gefäß oder der Metallkammer entfernt werden. Zur Aufrechterhaltung des Hochvakuums müssen die Gasausscheidungen aus den Elektroden oder aus den Wandungen dauernd abgepumpt werden.

Bei Untersuchungen sowie bei praktischen Auswertungen der Gasentladungserscheinungen muß mit einem Gas bestimmter Zusammensetzung und Dichte gearbeitet werden, z. B. mit reinem Gas oder einer bestimmten Mischung von Gasen, die nur sehr kleine Mengen unvermeidbarer Beimischungen bekannter Stoffe enthalten. Zu diesem Zweck muß, wie bei der Erzeugung eines Hochvakuums, die in der Apparatur enthaltene Luft oder ein anderes Gas entfernt und die Wandungen und Elektroden „entgast“ werden. Dann erst kann die Apparatur mit dem gewünschten Gas oder Gasgemisch gefüllt werden. Wir wollen übereinkommen, in allen folgenden Fällen den Teil der Apparatur, in dem wir das Hochvakuum oder ein bestimmtes Gasgemisch schaffen und die uns interessierenden elektrischen Vorgänge beob-

achten, *Entladungsröhre* zu nennen, unabhängig von ihrer Form und dem Material der Wandungen.

Das Entfernen der sich bei der Entladung ausscheidenden Gase kann durch dauerndes Auspumpen geschehen, wenn das in der Röhre benutzte Gas gesättigter Quecksilberdampf ist und als Pumpe eine Quecksilberpumpe beliebigen Typs verwandt wird. In anderen Fällen ist es erforderlich, die Entladungsröhre vom Pumpstand abzuziehen und die von den Elektroden und Wänden austretenden Gasspuren durch chemische Mittel, die sogenannten „Getter", zu entfernen. Letztere sind Stoffe, die alle mehr oder weniger chemisch aktiven Gase absorbieren.

Luft oder unerwünschtes Gas werden aus der Entladungsröhre mit einer Luftpumpe entfernt. Die Apparatur zum Abpumpen des Gases wollen wir *Vakuum-* oder *Pumpanlage* nennen. Sie umfaßt mindestens zwei hintereinander arbeitende Pumpen. Die erste Pumpe erzeugt das *Vorvakuum* mit einem Druck von ungefähr 0,001 bis 0,1 mm Quecksilbersäule und stößt das Gas direkt in die Atmosphäre hinaus, indem sie den Atmosphärendruck überwindet. Diese Pumpe wird *Vorvakuumpumpe* genannt. Die zweite Pumpe vermag das Gas lediglich in einen Raum mit vermindertem Druck zu pumpen — in das Vorvakuum. In der Entladungsröhre wird somit eine Verdünnung des Gases erreicht, die einem Druck von 10^{-6}—10^{-7} mm Quecksilbersäule und mitunter noch weniger entspricht. Eine solche Pumpe nennt man *Hochvakuumpumpe*. Als Vorvakuumpumpen verwendet man meist Ölrotationspumpen, als Hochvakuumpumpen dagegen Quecksilber- oder Öldiffusionspumpen.

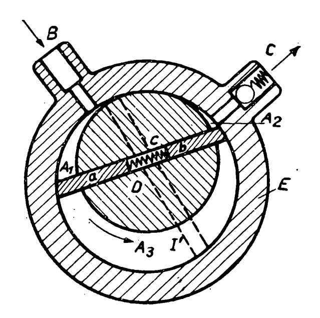


Abb. 3. Schematische Darstellung einer Ölrotationspumpe

Ölrotationspumpen arbeiten meist nach folgendem Prinzip: Der Zylinder D (Abb. 3) rotiert innerhalb eines Hohlzylinders E und berührt denselben fest längs einer Mantellinie[1]). Im Zylinder D ist ein durchgehender Einschnitt angebracht, in den die Schieber a und b eingesetzt sind. Diese werden mit einer Feder c fest an die Innenwandung des Hohlzylinders E angedrückt. Der Zylinder D habe nun beim Rotieren in der angegebenen Pfeilrichtung zu einem bestimmten Zeitpunkt die Lage, wie sie Abb. 3 zeigt. Beim Weiterdrehen vergrößert sich die Kammer A_1, und das Gas aus dem auszupumpenden Gefäß strömt durch die Öffnung B ein. Das Volumen der Kammer A_2, die bereits Gas angesaugt hat, verkleinert sich und stößt das Gas durch die Öffnung C, die mit einem Ventil versehen ist, aus. In der Kammer A_3 wird im gegebenen Zeitpunkt das Gas von der Eintritts- zur Ausgangsöffnung befördert. Wie aus Abb. 3 zu ersehen, läuft der Pumpprozeß durch Vertauschen der Kammern kontinuierlich weiter. Die Eintrittsöffnung ist von der Ausgangsöffnung immer durch den fest anliegenden Zylinder D und die Schieber an der Innenwandung des Zylinders E getrennt. Die Dichtung wird durch einen ständigen Ölfilm an den Wandungen erhöht. Verbreitete Anwendung in der Vakuumtechnik fanden die Pumpentypen, die in schematischer Darstellung in Abb. 4 angegeben sind. Der den Hohl-

---

[1]) Ähnlich arbeitende Pumpen sind die sogenannten Drehkolbenpumpen (z. B. LEYBOLD, Modell XIV). Vgl. G. C. MÖNCH: Hochvakuumtechnik, Pößneck/Thür., 1950, S. 161. (Die Red.)

zylinder umgebende Pumpenteil ist gänzlich in Öl getaucht. Auf diese Weise wird die Pumpe gegen mögliches Eindringen von Luft durch genügend abgedichtete Stoßstellen der verschiedenen Teile geschützt. Bei einigen Systemen dieser Art wird das Öl einfach in eine große Metallwanne gefüllt, die den ganzen Arbeitsteil der Pumpe umfaßt; bei anderen ist die Wanne durch einen Mantel mit mehr oder weniger engem Raum zwischen Wandungen und Pumpenkörper ersetzt. Als Durchlaßventil dient gewöhnlich ein flaches Stahlblättchen *K* (Abb. 4), das im Öl auf einem gleichen

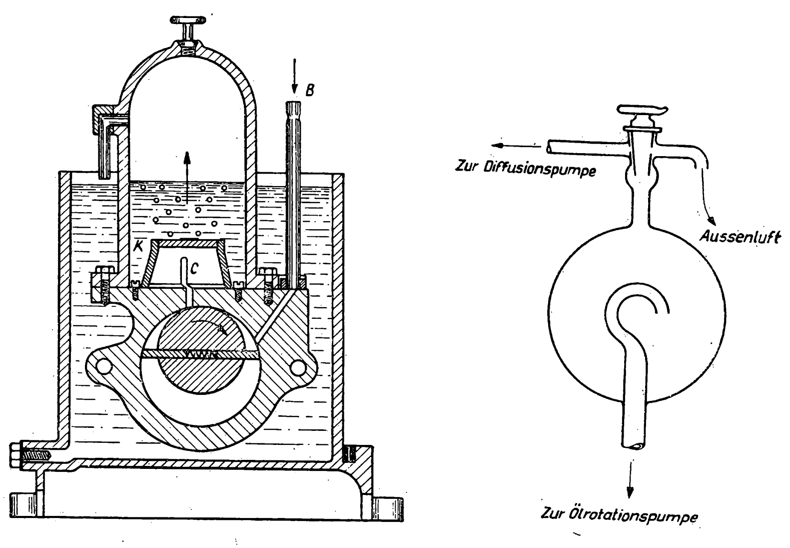


Abb. 4. Querschnitt durch eine Ölrotationspumpe

Abb. 5

Blättchen liegt. Dieses Blättchen ist mit einer Reihe von Löchern versehen, durch die das Gas strömt und die Platte *K* nach oben hebt. Die Bewegung dieser Platte in den Ölrotationspumpen wird von einem eigenartigen Klappern begleitet. Wenn im abzupumpenden Gefäß viel Gas enthalten ist, so verursacht die Pumpe ein mehr oder weniger lautes Blubbern. Wird der Druck in der Anlage kleiner, etwa $^1/_{10}$ mm Quecksilbersäule, so verschwindet das Blubbern, und ein leises, gleichmäßiges Ventilgeräusch wird hörbar. Läßt man in das abzupumpende Gefäß plötzlich Luft eindringen, so verändert sich deutlich das Geräusch der Pumpe. Durch Verfolgen des Pumpengeräusches läßt sich die Güte der Pumpentätigkeit, das erzielte Vorvakuum sowie etwaige plötzliche Betriebsstörungen in der Pumpanlage feststellen. Durch gewisse Unzulänglichkeiten des Durchlaßventils dringt beim Abschalten der Pumpe nach einiger Zeit Öl in das Ventil ein und steigt in der Ansaugleitung hoch. Um dieses Eindringen des Öls in die Vorvakuumleitung zu verhindern, wird vor die Vorvakuumpumpe ein Dreiweghahn und eventuell zwischen Hahn und Pumpe eine Glaskugel als Ölfänger eingesetzt. Nach Abschalten des Pumpenmotors wird durch Umlegen des Hahnes die Vorpumpe von der Vorvakuumleitung getrennt und mit der atmosphärischen Luft verbunden (Abb. 5). Diesen Vorgang bezeichnet man als Lüften der Vorpumpe. Es kann auch eine automatische Sperre für das Öl geschaffen werden.

Man benutzt dazu ein Rückschlagventil aus Schliff und Kegel. Das abzupumpende Gas wird durchgelassen und beim Eindringen des Öles die geschliffene Öffnung verschlossen. Die modernen Ölrotationspumpen arbeiten fast geräuschlos und besitzen eine Einrichtung, die das Eindringen von Öl in die Pumpleitung beim Anhalten der Pumpe verhindert. Manchmal werden zwei oder drei Ölrotationspumpen hintereinander geschaltet. Das läßt sich durch verschiedene Kombinationen von Eingangs- und Ausgangsstutzen der Pumpen bewerkstelligen, die in ein und demselben Ölgehäuse sitzen und durch ein und denselben Motor angetrieben werden. In Abb. 6

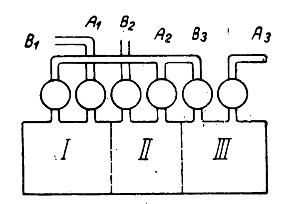


Abb. 6. Schaltbild für Parallelschaltung der Pumpen I und III in Reihe mit Pumpe II

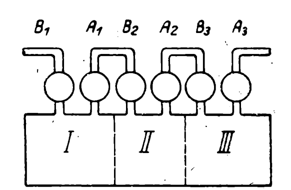


Abb. 7. Schaltbild für Reihenschaltung dreier Pumpen

wird ein Kopplungsschema für drei Pumpen angegeben. Es sind drei Pumpen miteinander gekoppelt; die Pumpen I und III liegen jede für sich in Reihe mit der Pumpe II. In Abb. 7 sind die Pumpen I, II und III in Reihe geschaltet. An diesen Pumpen sind die Ansaugstutzen mit A_1, A_2 und A_3 und die Auspuffstutzen mit B_1, B_2 und B_3 bezeichnet. Das Pumpenöl muß bei hohen Temperaturen eine gewisse Zähigkeit aufweisen und soll bei niedrigen Temperaturen nicht zu dickflüssig sein (im letzteren Falle ist die Pumpe beim Anlassen vorzuwärmen). Das Öl muß rein sein und darf keinerlei mechanische Zusätze enthalten, da feste Verunreinigungen die geschliffenen Oberflächen der beweglichen Pumpenteile zerstören. Es soll so wenig hygroskopisch wie nur möglich sein und darf im Vakuum nicht gasen. Die Entflammungstemperatur des Öls ist zweckmäßig recht hoch zu halten. Ölrotationspumpen werden gepflegt, indem man nach Möglichkeit keine mechanischen Verunreinigungen des Öls zuläßt und regelmäßig eine Ölreinigung (Filtern, Trocknen) und eine Säuberung sämtlicher Pumpenteile durchführt. Es darf kein allzu langes Umpumpen von atmosphärischer Luft mit der Pumpe oder ein Fehler in der Saugleitung geduldet werden, da sich hierbei das Öl stark erwärmt. Von den Pumpenteilen erfordert das Ventil die meisten Überholungen.

Die Sauggeschwindigkeit der Pumpe hängt von ihren Abmessungen ab. Sie ist ferner abhängig vom Druck des zu pumpenden Gases. Das Endvakuum, das mit Ölrotationspumpen bei guter Pflege und nicht zu starker Abnutzung erreicht werden kann, beträgt tausendstel von 1 mm Hg [1]).

Bevor wir zu den Hochvakuumpumpen übergehen, betrachten wir noch kurz die *Molekularluftpumpe* [68] vom Typ Holweck [69]. Die prinzipielle Arbeitsweise dieser Pumpe, die auf Mitführung des Gases durch äußere und innere Reibung beruht, ist in Abb. 8 dargestellt. Der Rotor (siehe den Längsschnitt in Abb. 9) besteht aus einem glatten Hohlzylinder A. Zur Vermeidung von Verlusten und Einsickerungen sowie

[1]) 1 mm Quecksilbersäule bezeichnet man auch mit 1 Torr. Eine gut eingeschliffene Duplexpumpe erzielt ein Endvakuum von 10^{-4} Torr. (Die Red.).

zur Vorbeugung gegen das Eindringen von Schmieröl in den Betriebsteil der Pumpe ist dieser Zylinder vakuumdicht eingekapselt (ohne Ausgangsöffnung). Der äußere, unbewegliche Zylinder *B* besitzt an der inneren Seite Spiralnuten (Gewinde), die allmählich von großem Querschnitt in der Mitte zu kleinen an den Enden übergehen. Der Spielraum zwischen den Wandungen beider Zylinder beträgt 0,03 mm. Die Spiralnuten enden in der Mitte des Zylinders an der Öffnung *L*, die zum Rezipienten

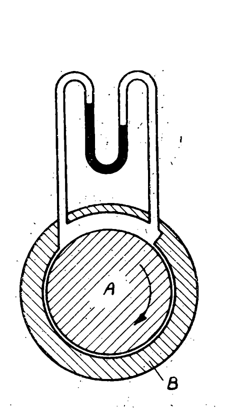


Abb. 8. Schematische Darstellung einer Molekularluftpumpe

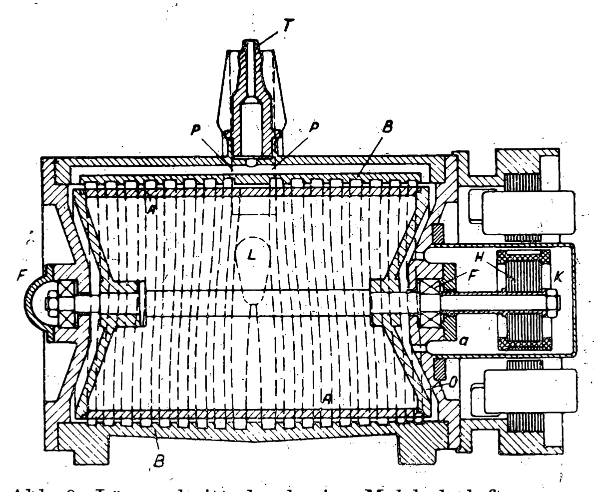


Abb. 9. Längsschnitt durch eine Molekularluftpumpe

führt. Die gegenüberliegenden Gewindeenden befinden sich an den Zylinderenden *B* und stehen mit der Vorvakuumpumpe über die Kanäle *PP* und durch die Röhre *T* in Verbindung. Die Verminderung der Gewindetiefe von der Mitte zu den Enden ist unter Berücksichtigung der freien Weglänge der Moleküle (durch die Vergrößerung des Druckes) berechnet. An den Enden des unbeweglichen Zylinders befinden sich massive Flansche mit Kugellagern *F* zur Lagerung der Zylinderachse. Am Ende der Achse ist der Rotor *H* eines kleinen Asynchronmotors angebracht. Im Luftspalt liegt das dünnwandige Gehäuse *K*, das mit dem Hohlzylinder *B* durch die Öffnung *a* verbunden ist. Auf diese Weise erreicht man die Unterbringung aller rotierenden Teile im Vorvakuum. Die geringe Wandstärke des Gehäuses vermindert Verluste durch FOUCAULTsche Ströme. Zur Schmierung der Kugellager genügt ein Tropfen Vaselinöl, der alle drei Monate eingeträufelt wird. Die Rotationsgeschwindigkeit der Pumpe beträgt 4000 U/min, ihr Durchmesser 150 mm und ihre Länge 200 mm. Durch die hohe Umdrehungszahl des großen Zylinders (und damit der großen Umfangsgeschwindigkeit) und wegen des großen Querschnittes der Schraubenspirale ist die Menge des in einer Sekunde in der Pumpe ausgepumpten Gases recht bedeutend. Die Sauggeschwindigkeit der HOLWECKschen Molekularluftpumpe beträgt 2300 cm^3/s.

Das Endvakuum, das mit der Molekularluftpumpe zu erreichen ist, beträgt annähernd 10^{-7} Torr. Ein großer Vorteil der Molekularluftpumpe vor anderen mit Quecksilber arbeitenden Pumpen liegt im Verzicht auf das Einfrieren dieser Dämpfe; die Molekularluftpumpe pumpt alle in der Entladungsröhre befindlichen Gase und Dämpfe ab.

Die Molekularluftpumpe ist gegen die kleinsten mechanischen Verunreinigungen und alle Gase sowie Dämpfe, die auf das Metall der Zylinder wirken, sehr empfindlich, da jede Veränderung der Spielraumweite entweder zum „Festfressen" des Rotors oder zum Durchsickern des Gases durch den Spielraum führt. Deshalb sind entsprechende Maßnahmen zur Pflege der Molekularluftpumpe notwendig. Weit größere Anwendungen finden die *Quecksilberdiffusionspumpen.*

Der Druck des Restgases in der Entladungsröhre, die mit einer derartigen Pumpe evakuiert wird, ist bei guter Arbeit der letzteren ausschließlich durch das Gleichgewicht zwischen der Gasmenge, die die Pumpe absaugt, und der Gasmenge, die aus den Wandungen und Elektroden der Röhre austritt, bestimmt. Den heute gebräuchlichsten Pumpentyp hat LANGMUIR vorgeschlagen. In Abb. 10 ist der Aufbau seiner gläsernen Diffusionspumpe gezeigt. Im Kolben A befindet sich Quecksilber, das mit einem elektrischen Heizkörper oder einem Gasbrenner erhitzt wird. Der Quecksilberdampf steigt durch die Röhre B auf und tritt durch die Düse C in das Gefäß D, das durch den Kühler E gekühlt wird. Die Röhren k_1 und k_2 dienen zur Zu- und Abführung des Kühlwassers. Das Gas tritt durch die Röhre F aus dem Rezipienten in das Gefäß D. An die Röhre G ist eine Vorvakuumpumpe angeschlossen. Die kondensierten Quecksilbertropfen fließen durch die Röhre L in das Gefäß A zurück. Der Kolben A und die Röhre B sind mit Asbest zur gleichmäßigen Anwärmung des Kolbens und zur Verhinderung einer vorzeitigen Kondensation des Quecksilberdampfes belegt. Beim Austritt des Quecksilberdampfes aus der Düse C, durch die er in einen Raum mit geringerem Druck als in der Röhre gelangt, bewegen sich die Quecksilbermoleküle fächerartig nach allen Seiten. Die theoretische Berechnung und der Versuch haben jedoch gezeigt, daß die Richtung der Molekülbewegung des Strahls um nicht mehr als $90°$ von der Düsenrichtung abweicht, so daß die Moleküle des heißen Quecksilberdampfes nicht in den Raum a gelangen, sondern sich wie in der schematischen Darstellung in Abb. 11 verteilen. Die Saugleistung der LANGMUIRschen Pumpe bei einem Durchmesser der Düse C von 1 cm und einer Weite des ringförmigen Düsenschlitzes von 0,5 cm beträgt 2000—3000 cm³/s. Die Arbeitsweise der LANGMUIRschen Pumpe beruht auf folgenden physikalischen Grundlagen. Erstens: Wenn der Quecksilberdampfstrahl aus der Düse dringt und in eine mehr oder weniger enge Röhre gelangt, so zieht er das Gas nach den hydrodynamischen Gesetzen mit sich. Allerdings erfordert ein derartiger Saugstrahlbetrieb spezielle Düsenformen, bei denen der aus der Düse austretende Strahl eng an den Röhrenwandungen anliegen muß. Außerdem zeigt die Theorie dieser Erscheinung, daß der äußerste Gasdruck im Rezipienten, den man auf diese Art erreichen kann, verhältnismäßig groß ist (annähernd 10^{-3} Torr). Immerhin ist der Saugstrahlbetrieb in

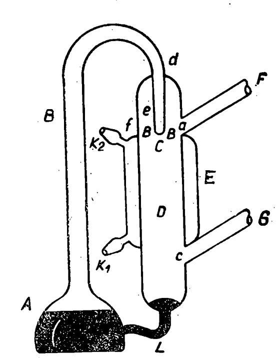


Abb. 10. Quecksilberdiffusionspumpe nach LANGMUIR

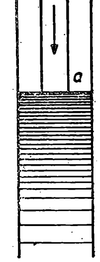


Abb. 11. Dichteverteilung des Quecksilberdampfes an der Düse einer LANGMUIR-Pumpe

der LANGMUIRschen Pumpe wesentlich, da die Strahlwirkung das Hochvakuum vom Vorvakuum abgrenzt und den Gaspartikeln nicht erlaubt, aus dem Raum, in dem das Vorvakuum herrscht, in das Gebiet des Hochvakuums zu dringen. Zweitens geht in der Pumpe eine Gasadsorbierung auf der reinen Metalloberfläche der Quecksilbertropfen vor sich. Diese kondensieren an einer mit fließendem Wasser gekühlten Fläche der Röhre hinter der Pumpendüse. Die Quecksilbertropfen fließen zusammen mit dem sich auf ihrer Oberfläche abgesetzten Gas in das Vorvakuumgebiet und geben hier das mitgebrachte Gas ab, indem sie größere Tropfen mit gemeinsamer kleinerer Oberfläche bilden. Die dritte wesentliche Eigenschaft für den Betrieb dieser Pumpe ist die Diffusion der Gaspartikel in den die Düse umgebenden ringförmigen Raum, wo sie in den Quecksilberdampfstrahl gelangen und von ihm erfaßt werden. An der Düse nähert sich die Gasdichte dem Wert Null. Diese Dichte wird nicht von den außergewöhnlich seltenen Partikeln bedingt, denen es gelingt, aus dem Vorvakuum durch den Dampfstrahl zu gelangen (nach Berechnungen von LANGMUIR für diesen besonderen Fall gelingt das einer von 10^{20} Partikeln), sondern hauptsächlich von den Gaspartikeln, die immer noch von den Glaswandungen an der Düse austreten. Dadurch wird der Druck des in der Entladungsröhre verbleibenden Gases ausnahmslos von der Geschwindigkeit der Gasausscheidungen aus dieser Röhre und den Strömungsgesetzen durch die Röhren der Pumpanlage bestimmt. In Abb. 10 ist die Diffusionspumpe so dargestellt, wie sie ursprünglich von LANGMUIR vorgeschlagen wurde. In dieser Gestalt hat die Pumpe jedoch zwei Unzulänglichkeiten.

1. Die große Säulenhöhe erfordert einen verstärkten Schutz gegen Wärmeverluste nach außen.
2. Die kurze Strecke von D bis zum Ballon A gefährdet die heißen Pumpenteile durch das Auftreffen kalten Quecksilbers.

Diese Unzulänglichkeiten werden in der Pumpenkonstruktion, die in Abb. 12 dargestellt ist, beseitigt. In der gleichen Abbildung ist auch ein Verfahren zum Erwärmen des Quecksilbers in der Pumpe durch einen elektrischen Ofen gezeigt, der in den eingedrückten Kolbenboden der Pumpe eingesetzt wird. Die Sauggeschwindigkeit der Diffusionspumpe ist unabhängig vom Druck des zu pumpenden Gases und vom Gasdruck im Vorvakuum, falls derselbe genügend klein ist. Daher setzt die Diffusionspumpe ihre Tätigkeit fort, wie gering der Gasdruck auch sein mag. Wenn es möglich wäre, die Gasausscheidung im Rezipienten und in der Pumpanlage ganz zu beseitigen, so würde bei genügend langem Betrieb einer solchen Pumpe ein beliebiger Grad des Vakuums erreichbar sein. Die für den Betrieb der LANGMUIRschen Pumpe notwendige Gasverdünnung im Vorvakuum hängt vom Durchmesser der Düse C und von der Weite des ringförmigen Spielraums um die Düse C (Abb. 12) ab. Indem man diese Öffnungen verkleinert und die Temperatur des Quecksilbers erhöht, kann man die Pumpe auch bei geringerem Vorvakuum bis zu 2—3 Torr[1]) verwenden. Bei den oben beschriebenen gewöhnlichen Düsen- und Spaltdimensionen ist für das

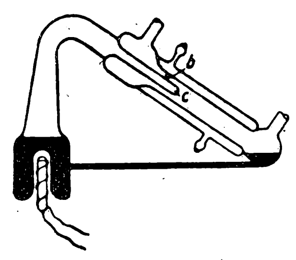


Abb. 12. Abart einer LANGMUIRschen Diffusionspumpe

[1]) Die Anwendung einer solchen Diffusionspumpe wird z. B. zur Erzielung einer ständigen Zirkulation irgendeines Gases notwendig.

Arbeiten der LANGMUIRschen Pumpe ein Vorvakuum von mindestens 0,1 Torr notwendig. Zu starkes Erhitzen des Quecksilbers im Kolben A ist unzulässig, da es ein ungestümes Kochen und Aufwerfen des Quecksilbers im Kolben A nach sich ziehen kann, was für die Glasteile der Pumpe gefährlich ist.

Ein großer Vorzug der LANGMUIRschen Glaspumpen liegt darin, daß sie im Laboratorium von einem geübten Glasbläser angefertigt werden können.

Bei metallischen eisernen Pumpen wird die Dichtung entweder durch Gummiringe, die zwischen die eisernen Flansche geklemmt werden, oder durch sorgfältiges Zusammenschweißen der Eisenteile erreicht. Um Diffusionspumpen mit großem Düsendurchmesser und weitem Düsenspalt und folglich auch mit großer Pumpgeschwindigkeit zu schaffen, werden die metallischen Diffusionspumpen mehrstufig gebaut. Dabei läßt man in einem Gerät mehrere Pumpen hintereinander arbeiten.

Ein Beispiel einer mehrstufigen Pumpe ist in Abb. 13 dargestellt[1]). Die erste Düse 28 dieser Pumpe, die die Gestalt eines Trichters hat, arbeitet nach dem Prinzip der Saugstrahlpumpe. Die zweite Düse 22 stellt eine Diffusionspumpe mit kleiner Öffnung dar, und endlich ist die dritte 19 eine Diffusionspumpe mit weiter Düse zur Abgabe des Quecksilberdampfes durch die innere vertikale Röhre. Der große Durchmesser der letzten Stufe verleiht der Pumpe eine außergewöhnlich große Pumpgeschwindigkeit, und zwar 40000 cm^3/s (beim Pumpen von Luft). Zur rationellen Ausnutzung dieser Pumpgeschwindigkeit ist die Verwendung weiter Röhren zwischen der Pumpe und dem Rezipienten erforderlich. Die Quecksilberdiffusionspumpen entfernen aus der Entladungsröhre alle Gase mit Ausnahme von Quecksilberdampf. Der Quecksilberdampf diffundiert durch die Pumpanlage in die Entladungsröhre und besitzt dort einen Druck, der dem Sättigungsdruck des Quecksilbers im kältesten Teil der Röhre oder der Pumpanlage entspricht. Bei Zimmertemperatur beträgt dieser Druck ungefähr $2 \cdot 10^{-3}$ Torr. Zur Erzeugung eines Hochvakuums mit

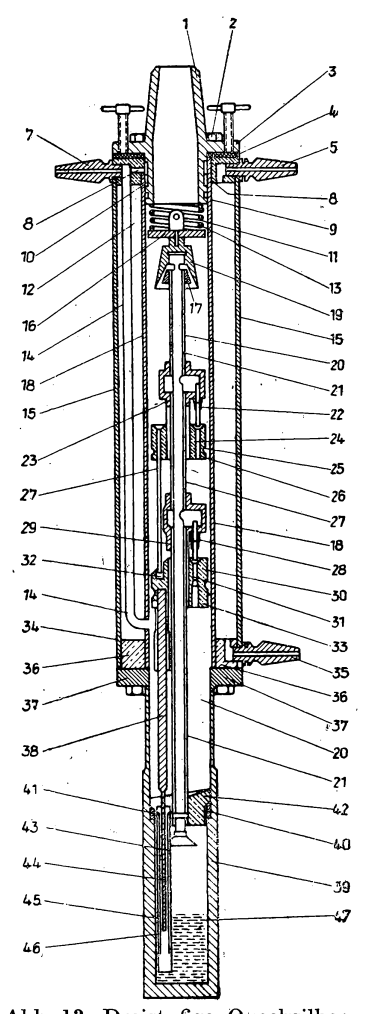


Abb. 13. Dreistufige Quecksilberdiffusionspumpe aus Stahl nach GAEDE

[1]) Eine genauere Beschreibung und ein Verzeichnis der Pumpenteile, wie sie mit Zahlen in Abb. 13 gekennzeichnet sind, kann man im Buch [58] finden, dem auch die Abbildung entnommen wurde.

Quecksilberdiffusionspumpen ist es daher notwendig, den Quecksilberdampf einzufrieren, indem man in der Pumpleitung zwischen dem Rezipienten und der Pumpe eine Kühlfalle anbringt, die mit flüssiger Luft gekühlt wird.

Solche Fallen haben im allgemeinen die Gestalt, wie sie in Abb. 14 dargestellt ist. Die Falle A wird in ein DEWAR-Gefäß B gebracht, das ein Kühlmittel enthält. Das Gefäß besitzt doppelte Wandungen, zwischen denen die Luft ausgepumpt ist. Die Wandungen aber sind verspiegelt, wodurch die von außen einfallenden Strahlen reflektiert werden. Somit wird der Wärmeaustausch über die Strahlung durch die Wandungen auf ein Minimum herabgesetzt. In Abb. 15 ist eine Falle zur Verwendung von

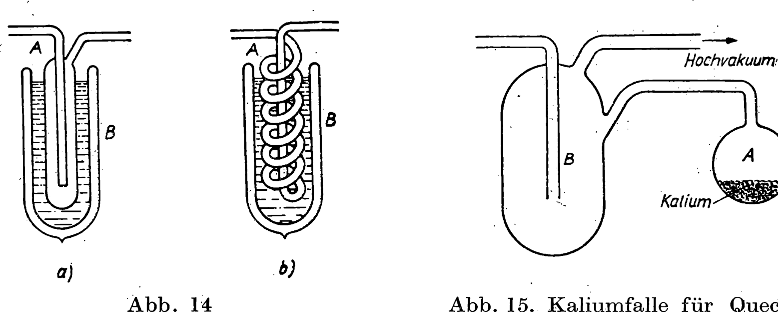


Abb. 14

Abb. 15. Kaliumfalle für Quecksilber

metallischem Kalium dargestellt. Das Gefäß A, in dem sich das Kalium (oder Natrium) befindet, wird angewärmt, wobei Kalium verdampft und in die Falle B getrieben wird, wo es sich an den Wandungen niederschlägt und dieselben mit einer metallischen Kaliumschicht überzieht. Darauf wird das Gefäß A abgeschmolzen. Wenn die Weite der Falle geringer ist als die freie Weglänge der Moleküle des Quecksilberdampfes, so werden die Moleküle, nachdem sie in die Falle gelangt sind, auf die Wandungen treffen und sich dort absetzen und mit dem Kalium ein Amalgam bilden. Somit gelangt der Quecksilberdampf nicht in das Hochvakuum. Die Versuche haben gezeigt, daß diese Falle drei Monate ohne Erneuerung des Kalium- oder Natriumvorrats arbeiten kann. Wenn man hierbei in die Anlage Luft einläßt, muß die Alkalischicht nachher wieder im Vakuum zur Zersetzung des gebildeten Oxyds und zur Wiedergewinnung seiner Fähigkeit, Quecksilberdampf zu absorbieren, erwärmt werden.

Als Kühlstoff für die Fallen verwendet man flüssige Luft (die bei Atmosphärendruck bei einer Temperatur von — 184° C siedet) oder ein Gemisch von Schwefeläther oder Aceton und Kohlensäureschnee (Temperatur — 79° C bei Atmosphärendruck). Auf diese Weise werden Dämpfe von Quecksilber, Ölen und Wasser eingefangen. Der Quecksilberdampf hat bei einer Temperatur von — 79° C einen Druck von 10^{-7} Torr. Wasserdampf aber besitzt bei — 79° C noch einen Druck von 10^{-4} Torr, und die Dämpfe einiger Kohlenwasserstoffe haben selbst bei Temperaturen der flüssigen Luft bedeutenden Druck. Zur Verminderung ihres Drucks auf dem Kondensationswege bis zu einem tragbaren Wert müßte man eine sehr niedrige Temperatur verwenden. Daher werden die Dämpfe derartiger Kohlenwasserstoffe und Wasserdampf vor Anwendung des Kühlgemisches sorgfältig durch Erwärmen und Pumpen entfernt. Bei Verwendung von flüssiger Luft entfällt die Gefahr durch Wasserdampf. Dafür bleibt bei flüssiger Luft in der Falle eine erhebliche Menge sich

hier kondensierender Kohlensäure mit einem Dampfdruck von annähernd 10^{-6} Torr zurück. Bei einem Vorhandensein von Kohlensäure im Rezipienten empfiehlt es sich, die Temperatur der flüssigen Luft zu reduzieren, indem man sie unter verschiedenem Druck sieden läßt. Um dies zu erreichen, genügt es, das DEWAR-Gefäß (in diesem Fall geschlossen) mit dem Vorvakuum stündlich 10 Minuten lang zu verbinden. Dann wird der CO_2-Druck bedeutend gemindert sein. Man kann auch bei Temperaturen von 140—150° C unter Null arbeiten. Bei diesen ist der Wasserdampfdruck unbedeutend klein, der Druck der Kohlensäure jedoch genügend groß, um durch die Falle zu gehen. Diese Temperatur kann man erhalten, wenn man in das DEWAR-Gefäß bis zu einer gewissen Höhe Quecksilber füllt und nach Bedarf von oben flüssige Luft hinzugießt. Die Quecksilbertemperatur wird mit einem Thermoelement gemessen. Hierbei ist es besser, flüssigen Stickstoff zu benutzen, da flüssige Luft (und besonders flüssiger Sauerstoff) leicht explodiert, wenn organische Stoffe hineingeraten. Um auf die Anwendung von Kühlstoffen verzichten zu können und dem Umgang mit dem gesundheitsschädlichen Quecksilberdampf zu entgehen, hat man begonnen, das Quecksilber durch Flüssigkeiten zu ersetzen, die bei Zimmertemperatur Dampfdrucke besitzen, die dem des geforderten Vakuums entsprechen. Das führte zur Verwendung einer neuen Hochvakuumpumpentype, die als Öldiffusionspumpe bezeichnet wird.

Als Treibmittel für diese Pumpen benutzte BURCH [72] hochsiedende Petroleumderivate und erhielt ein Vakuum von ungefähr 10^{-4} Bar[1]). HICKMAN und SUNFORD [73] verwandten Dibutyläther von Phthalsäure und Butylbenzoläther derselben Säure. GAEDE empfiehlt die Verwendung von „Apiezonöl", meint jedoch, daß das einige Tage lang in der Pumpe raffinierte Maschinenöl noch besser sei [74]. Zur Zeit verwendet man in Öldiffusionspumpen meist „Octoil". Das Schema der einfachsten gläsernen Öldiffusionspumpe ist in Abb. 16 gezeigt. Die Röhre B führt zum Rezipienten, A zur Vorvakuumpumpe. Da die Dämpfe der erwähnten Flüssigkeiten viel leichter kondensieren als Quecksilberdampf, so wird bei einigen einfachen Typen dieser Pumpen Luftkühlung verwandt. HICKMAN und SUNFORD führten die Kühlung mit einem Kupferdraht durch, der um die Röhre gewickelt wurde. Einbiegungen dieses Drahtes stehen nach allen Seiten zweigartig ab.

Außer den angeführten Flüssigkeiten können auch andere verwendet werden. Gute Ergebnisse werden durch die Anwendung gewisser Produkte der fraktionierten Destillation (gutes Maschinen-, Transformatoren- oder Zylinderöl) erzielt, und zwar nach der im Werk „Swetlana" von WEKSCHINSKI und PTIZYN [75] vorgeschlagenen und im Vakuum-Technischen Laboratorium des WEI [2]) entwickelten Methode. Sehr gute Ergebnisse werden mit Vaselinöl, das einer entsprechenden Destillation unterworfen wurde, erreicht.

A

B

Abb. 16

Die Öldiffusionspumpe erfordert ein gutes Vorvakuum. Deshalb empfiehlt es sich manchmal, zwei Pumpen mit enger und weiter Düse in Reihe zu schalten. Ölpumpen arbeiten nur in einem engen Temperaturintervall des Öls gut.

---

[1]) In der sowjetischen Literatur ist ein Bar mit dem bei uns üblichen Mikrobar identisch. Letzteres wird von uns im Folgenden benutzt. (Die Red.).

[2]) Allunions-Institut für Elektrotechnik.

Apiezon-Fette in frischem Zustand ergeben unmittelbar nach ihrem Einsatz in das Vakuum einen Druck der abdampfenden flüssigen Stoffe von ungefähr 10^{-5} Torr. Bei ununterbrochenem Pumpen im Vakuum fällt dieser Druck in einigen Stunden bis auf $5 \cdot 10^{-7}$ Torr. Eine Durchwärmung im Vakuum vermindert den Gehalt flüchtiger Stoffe rasch, und der Druck fällt auf weniger als 10^{-7} Torr [77]. Zur Zeit werden Öldiffusionspumpen aus Metall angefertigt, in denen ständig eine fraktionierte Destillation des Öls stattfindet [67].

Eine gewisse Unzulänglichkeit der Öldiffusionspumpen im Vergleich zu den Quecksilberhochvakuumpumpen besteht darin, daß das Öl in Verbindung mit der Atmosphäre Luft in sich aufnimmt. Im Betrieb der Pumpe wird die Luft wieder ausgeschieden. Deshalb vergeht nach dem Einschalten der Öldiffusionspumpe einige Zeit, bevor ein Vakuum von ungefähr 10^{-6} Torr erhalten werden kann.

Die Vorvakuumpumpen werden mit den übrigen Teilen der Pumpanlage durch eine dickwandige (sogenannte „vakuumdichte") Gummiröhre (Vakuumschlauch) verbunden. Die Hochvakuumpumpen aus Glas werden im allgemeinen an die Pumpanlage angeschmolzen. Die Anwendung von Schliffen ist in diesem Fall unerwünscht. Bei Verbindung einer Metall-Hochvakuumpumpe mit der Glasapparatur ist die Anzahl der Schliffe auf ein Minimum zu beschränken. Ein dichtes Zusammenfügen von Metall- und Glasröhren ist möglich (siehe S. 27). Um den Metallteilen der Vakuumleitung oder den Vorsätzen der Vakuumgeräte Biegsamkeit zu verleihen, werden die sogenannten „Tombakschläuche" verwendet; das sind geriffelte Metallröhrchen. In Abb. 17 ist ein Schnitt einer solchen Röhre gezeigt.

Die Beseitigung von Gasen, die aus dem Glas und den Metallteilen der Entladungsröhre austreten könnten, wird durch mehr oder weniger langes Ausheizen und Ab-

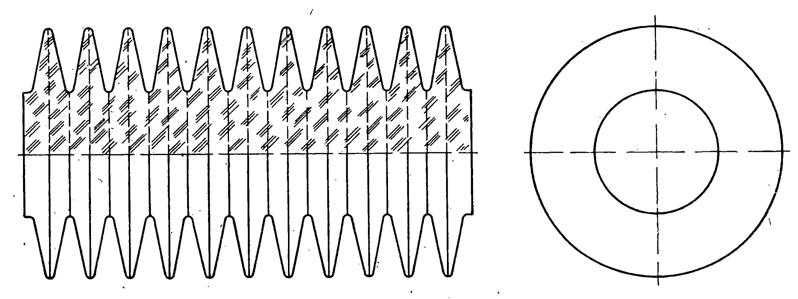


Abb. 17. Tombakschlauch

pumpen erreicht. Das Ausheizen geschieht in einem elektrischen Ofen, der über die Entladungsröhre gestülpt wird, wobei die Temperatur innerhalb dieses Ofens nicht die Erweichungstemperatur des Glases überschreiten darf. Danach werden die Metallteile der Röhre geglüht, und zwar durch Anwendung von Hochfrequenzinduktionsströmen. Experimentell wurde festgestellt, daß das Gas bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen von der Oberfläche des Glases ausgeschieden wird (das adsorbierte Gas) und bei höheren Temperaturen aus der Glasmasse selbst [78—81]. Beim systematischen Durchwärmen im Laufe einer gewissen Zeitspanne bei allmählicher Steigerung der Temperatur bis zu 250—350° C vermehrt sich die austretende Dampf- und Gasmenge je nach Art und Oberflächenzustand des Glases.

Sodann vermindert sich bei höheren Temperaturen die freiwerdende Dampf- und Gasmenge wegen der Verminderung der an der Oberfläche des Glases adsorbierten Gasmenge. Bei noch weiterer Steigerung der Temperatur wächst die Dampf- und Gasmenge wiederum und wird um so größer, je mehr sich die Temperatur dem Erweichungspunkt des Glases nähert. LANGMUIR schlug vor, die Erwärmung des Glases in zwei Abschnitten vorzunehmen. Jeder Arbeitsgang soll etwa eine Stunde dauern. Zuerst wird das Glas bei hoher Temperatur, etwa 50° C unter dem Erweichungspunkt, evakuiert und dann bei einer niedrigeren Temperatur, die etwa 100° C unter der des ersten Arbeitsganges liegt.

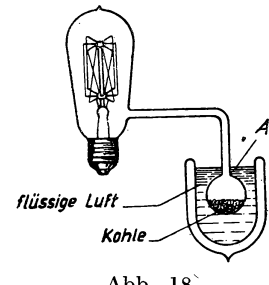


Abb. 18

Nachdem das Glas im Vakuum ausgeheizt ist, werden Gase von ihm verstärkt adsorbiert. Wird in der Vakuumapparatur ein beliebiger Teil des Glases ausgeheizt, z. B. der Rezipient, so adsorbiert dieser Teil das von allen übrigen Teilen der Apparatur ausgeschiedene Gas. Dadurch stellt sich in der Apparatur beim Betrieb der Pumpe nach dem Ausheizen ein höheres Vakuum ein als vor dem Ausheizen. Die Adsorbierung des Gases durch gut ausgeheizte Glaswandungen ist deshalb wichtig, weil auf diese Weise das Gas adsorbiert wird, das beim Abziehen des Gefäßes an der Schmelzstelle unweigerlich frei wird.

Einer von den festen Körpern, die Gas verstärkt adsorbieren, ist die Kohle. Vor der Erfindung moderner Pumpen benutzte man diese Eigenschaft der Kohle zur Erzeugung eines Hochvakuums (DEWAR-Methode [82]). Jetzt wird Kohle zur Wiederherstellung des Vakuums angewandt, wenn es sich im Gefäß verschlechtert hat, sowie zur Reinigung von Edelgasen. In das zu evakuierende Gefäß wird in einen besonderen Ansatz A desselben Kohle eingeführt, und zur Erhöhung des Vakuums wird dieser Teil A in ein Gefäß mit flüssiger Luft eingesetzt (Abb. 18). Die wirksamste Kohle gewinnt man aus der Schale einer Kokos- oder einer Walnuß, da diese Kohle am porösesten ist und die größte Oberfläche besitzt. Die Schale der Nuß wird durch Glühen an der Luft bis zur schwach rötlichen Färbung verkohlt. Zur Entfernung der Gase, die von der Kohle vor der Verwendung als Adsorber adsorbiert worden sind, wird die Kohle nach dem Einführen in die Vakuumapparatur wiederum bis zu 400° C bei gleichzeitigem Abpumpen ausgeheizt. Wird der Ansatz mit der Kohle nun in die flüssige Luft gestellt, so adsorbiert sie außergewöhnlich gut Gase. Verschiedene Gase werden um so mehr adsorbiert, je höher ihre Verflüssigungstemperatur ist. In der Tabelle 1 ist die Adsorption verschiedener Gase

Tabelle 1

Gas	Adsorbiertes Gasvolumen bei 0° C in cm³	Adsorbiertes Gasvolumen bei —193° C in cm³	Temperatur des verflüssigten Gases bei atmosphärischem Druck
Helium	2	15	—268,4
Wasserstoff	4	135	—252,8
Stickstoff	15	155	—195,7
Argon	12	175	—185,8
Sauerstoff	18	230	—183

durch die gleiche Kohlenmenge bei einer Temperatur der flüssigen Luft von — 193° C angegeben. Bei der Siedetemperatur des flüssigen Wasserstoffs wird auch Helium adsorbiert. Bei einer Verminderung des sich endgültig einstellenden Drucks wird sich die von der gleichen Menge Kohle adsorbierte Gasmenge direkt proportional dem Druck verringern. Dadurch ist eine um so größere adsorbierende Kohlenmenge notwendig, je niedriger der Enddruck sein muß. Bei Verwendung von Kohle während der ganzen Dauer irgendeines Versuches, für den Hochvakuum benötigt wird, ist der Ansatz mit der Kohle in einem Gefäß mit flüssiger Luft zu belassen, da bei Temperaturanstieg die Kohle adsorbiertes Gas wieder abgibt. Bei der Gasadsorption verläuft der Prozeß zeitlich exponentiell. Deshalb wird die Hauptmasse des Gases sofort nach dem Erkalten der Kohle adsorbiert. Danach wird nur noch eine geringe Gasmenge adsorbiert.

Nach Zubereitung der Kohle aus der Nußschale und nach ihrer weiteren Bearbeitung befinden sich in ihr Kohlenwasserstoffe, die die Poren füllen und infolgedessen ihre Adsorptionsfähigkeit herabsetzen. Zur Beseitigung der Kohlenwasserstoffe wird die Kohle *aktiviert.* Die Aktivierung erfolgt so, daß man die Kohle in ein Gefäß gibt, einige Male pumpt und wiederum der Luft aussetzt bei einer Temperatur von 350—400° C (bei höheren Temperaturen bekommt man keine aktivierte Kohle). Bei diesem Prozeß oxydiert der Luftsauerstoff die Kohlenwasserstoffe und bildet somit CO_2 und H_2O, welche durch nachfolgendes Pumpen entfernt werden. Aktivierte Kohle ist in einer abgeschmolzenen Röhre unter Vakuum aufzubewahren. Nach dem Einsetzen in das Gefäß ist die Kohle unter gleichzeitigem Pumpen noch einmal zu durchglühen[1]).

Den erreichbaren Minimaldruck, der durch Verwendung von Kohle bei der Temperatur flüssiger Luft erreicht wird, schätzt man auf zehntausendstel Mikrobar. Zur Adsorption der noch vorhandenen Gase werden außer Kohle noch andere „Getter" verwendet, z. B. Gel der Kieselsäure („Silikagel") [85, 85] und eine Reihe anderer Stoffe [101].

Zur Erwärmung von Metallteilen innerhalb der evakuierten Entladungsröhre werden folgende Verfahren angewandt:

1. Mehr oder weniger massive Metallteile werden durch die in ihnen induzierten FOUCAULTschen Ströme durchwärmt. Dazu wird auf die Entladungsröhre möglichst nahe an die Metallteile eine Spule gesetzt, durch die Hochfrequenzstrom geleitet wird. Nach dem Erwärmen des entsprechenden Teils bis auf eine gewisse Temperatur wird die Spule rasch entfernt, um ein Schmelzen des Metalls zu verhindern. Dieser Vorgang wird einige Male wiederholt. Die Gasausscheidung beurteilt man zuerst nach den Leuchterscheinungen, die durch die Hochfrequenzentladung im Entladungsgefäß hervorgerufen werden. Eine der möglichen Schaltungen für einen Hochfrequenzgenerator ist in Abb. 19 dargestellt. Gewöhnlich benutzt man Senderöhren mit einer Ausgangsleistung von $1^1/_2$—2 Kilowatt.

2. Metallteile sowie Metallfäden und Drähte, die durch eine Röhre hindurchgeführt sind, glüht man durch unmittelbare Durchleitung des elektrischen Stromes.

3. Die dritte Art der Ausheizung von Metallteilen ist die Erwärmung durch Elektronenbombardement. Dieses Verfahren kann nur in solchen Geräten angewandt werden, in denen elektronen-emittierende Glühdrähte vorhanden sind. Bei ver-

---

[1]) Über die Zubereitung von Kohle siehe auch [83].

stärkter Gasausscheidung kann zwischen der durchglühten Kathode und der, unter Spannung liegenden zu entgasenden Elektrode eine selbständige Entladung entstehen, die rasch in einen Bogen übergeht, wobei die Kathode und die übrigen Geräteteile zerstört werden können. Deshalb soll man das Elektronenbombardement sehr vorsichtig benutzen, nur allmählich die Temperatur steigern und die Spannung nur für kurze Zeit anlegen. Da dadurch der Entgasungsprozeß stark verzögert wird, benutzt man nach Möglichkeit das Hochfrequenzverfahren.

Das Ausheizen der Metallteile innerhalb der Entladungsröhre bewerkstelligt man, wie schon erwähnt, nach dem allgemeinen Ausheizen der ganzen Röhre im Ofen.

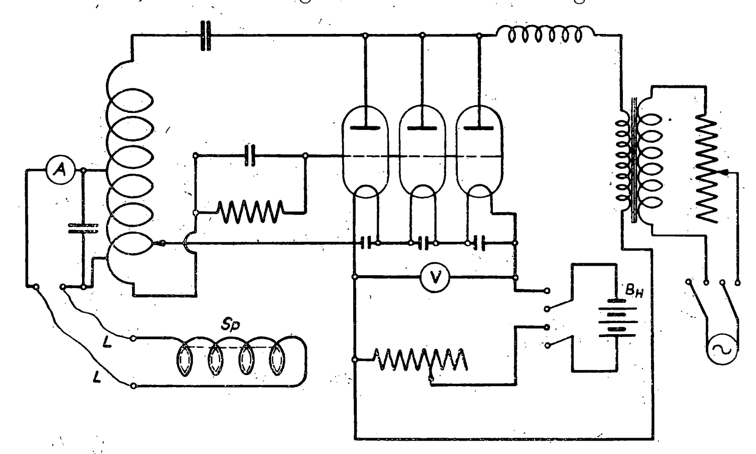


Abb. 19. Schaltbild eines Hochfrequenzgenerators zum Glühen von Metallteilen in Entladungsröhren. *Sp*: wassergekühlte Schwingspule, in die die Röhre gestellt wird; *L*: biegsame Zuleitungen

Manchmal führt man bei starker Gasabgabe von den Metallteilen oder bei der Adsorptionsmöglichkeit dieses Gases durch das Glas nach dem Glühen der Metallteile wiederum eine allgemeine Durchwärmung der Röhre im Ofen durch oder bewerkstelligt das Ausheizen der Metallteile dadurch, daß man die Glaswandungen in erhitztem Zustande hält (z. B. mit Hilfe eines Gasbrenners). Die allgemeine Regel, die man beim Pumpen zu beachten hat, damit in der Folge beim Betrieb der Röhre aus dem Glas oder den anderen Teilen kein Gas frei wird, kann man folgendermaßen formulieren: Sämtliche Teile der Entladungsröhre sind beim Pumpen auf eine höhere Temperatur als diejenige zu heizen, welche sie späterhin im Betrieb nach dem Abziehen ertragen müssen. In der Massenproduktion wird die Ausheizdauer auf ein Minimum beschränkt. Die auf diese Weise gefertigten Geräte darf man nicht überhitzen.

Zum Studium der Adsorptionsgesetze, der Gesetze der Gasadsorption durch Metalle und der Prozesse der Gasausscheidung aus den Metallen, wird das Buch von SMITTELS [125] sowie [130, 57] und [2440] empfohlen.

Neuerdings werden Hochfrequenzinduktionsströme nicht nur zur Entgasung von Metallteilen der Elektrovakuumgeräte angewandt, sondern auch zum Anglasen von Metallen an Glas, z. B. bei vakuumdichten Verbindungen von Kupfer- mit Glasröhren. Die durch Glühen im Wasserstoff sorgfältig gesäuberte Metallröhre und

die Glasröhre werden ineinander geschoben und die Berührungsstelle derselben in eine Spule gesetzt, durch die Hochfrequenz geleitet wird. Hierbei kontrolliert man den Prozeß des Anglasens ständig und vermeidet jede Überhitzung. Für diese Anglasungsmethode wird [2441, 2442] empfohlen.

§ 2. Bestimmung des Gasdrucks

Das einfachste Gerät zur Bestimmung des Gasdrucks ist ein Quecksilbermanometer. Beim *offenen Quecksilbermanometer* wird ein Schenkel der U-förmigen Röhre mit dem Raum verbunden, in dem der Druck gemessen werden soll, das andere hat mit der Luftatmosphäre Verbindung. Bei gleichem Stand der Säulen des Quecksilbers in beiden Röhren ist der gemessene Druck gleich dem atmosphärischen. Weist das Quecksilber im Schenkel, der mit der Luft in Berührung ist, einen höheren Stand auf, so ist die Differenz der beiden Quecksilberspiegel zum Atmosphärendruck zu addieren, bei niedrigerem Stand von ihm zu subtrahieren. Gleichzeitig ist das Barometer abzulesen, und beide Ablesungen sind auf Null zu reduzieren, d. h., eine Korrektur der Quecksilberdichtedifferenz bei 0° C und bei der Temperatur zur Zeit der Messung durchzuführen. Das offene Quecksilbermanometer ist dann bequem, wenn es im Laufe ein und desselben Versuches oder ein und desselben Produktionsvorganges notwendig wird, mit einem höheren oder niedrigeren Druck als dem atmosphärischen (bis zu Bruchteilen eines Torrs einschließlich) zu arbeiten. Im *geschlossenen Quecksilbermanometer* ist ein Schenkel zugeschmolzen und wird bei der Herstellung des Manometers völlig mit Quecksilber gefüllt. Der andere Schenkel ist mit der Apparatur, in welcher der Druck gemessen wird, verbunden. Der gemessene Druck ist die Differenz der Quecksilbersäulen in beiden Schenkeln des Manometers. Die Höhendifferenz im offenen und geschlossenen Manometer wird mit dem Auge, und wenn eine größere Genauigkeit erforderlich ist, mit einem Kathetometer abgelesen. Das Füllen des geschlossenen Manometers ist am besten unter Vakuum vorzunehmen. Dazu wird der Kolben mit dem Quecksilber, wie es Abb. 20 zeigt, an den offenen Schenkel des Manometers angeschmolzen. Die andere Öffnung des Kolbens verbindet man mit der Pumpe und pumpt dann durch ein sauberes Rohr aus Vakuumgummi. Dann durchwärmt man vorsichtig das Quecksilber, um die in ihm enthaltene Luft zu entfernen, und gießt, ohne das Pumpen zu unterbrechen, das Quecksilber in den abgeschlossenen Schenkel um. Um den Einfluß der Kapillardepression auf das Quecksilber zu unterbinden, müssen beide Schenkel des Manometers überall den gleichen Durchmesser aufweisen.

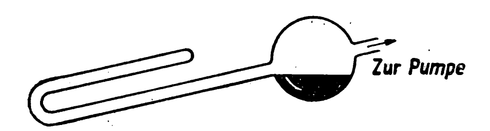


Abb. 20. Füllen des geschlossenen Manometers mit Quecksilber

An Stelle von Quecksilber können in den U-förmigen Manometern auch organische Substanzen (Öle) verwendet werden. Ihr Sättigungsdampfdruck muß gleich oder niedriger als der des Quecksilbers sein.

In den *mechanischen Manometern*, die oft *Vakuummeter* genannt werden, befindet sich ein zugeschweißtes Metallröhrchen, das zu einer flachen Spirale gewickelt ist. Diese Spirale verbindet man mit der Apparatur, in welcher der Druck

gemessen werden soll. Die Form der Spirale hängt vom Außen- und Innendruck ab. Mit der Spirale ist ein Zeiger verbunden, der sich über eine Skala bewegt. Die Zahlen der Skala bezeichnen im allgemeinen die Druckdifferenz zwischen Außen- und Innendruck in cm Hg. Der Skalennullpunkt entspricht dem Atmosphärendruck.

Weite Verbreitung in der Praxis fand auch das *Quecksilber-Kompressions-Manometer*, das auch McLeod-Manometer [86] heißt. Es basiert auf dem Boyle-Mariotteschen Gesetz. Seine einfachste Konstruktion ist in Abb. 21 gezeigt. Hier ist D die Barometerröhre, die durch einen Gummischlauch mit dem Quecksilberbehälter G verbunden ist. An die Röhre D ist der Ballon B geschmolzen, der in der Kapillare C endet. An der Röhre D sitzt ferner die Röhre F mit der Kapillare E. Die Durchmesser der Kapillare C und E sind gleich. Die Röhre F ist mit dem Gefäß verbunden, in dem der Gasdruck gemessen wird. Die Gesamtlänge der Röhren D und F beträgt annähernd 900 mm. Röhre D ist etwa 780 mm lang. Die Kapillare C ist im allgemeinen nicht länger als 160 mm. Vor der Messung wird der Behälter G so weit gesenkt, daß das Quecksilber, wenn die Apparatur unter Vakuum steht, in der Röhre D nicht die Röhrenverzweigung A erreicht. Dann hebt man den Behälter G. Das Quecksilber in der Röhre D steigt. Am Punkt A beginnt die Kompression des in B und C eingeschlossenen Gases. Dieses hatte bis zur Trennung vom übrigen System den einheitlichen Druck der gesamten Apparatur. Den Behälter G hebt man so lange, bis das Quecksilber nach Füllung des Ballons B eine gewisse Höhe der Kapillare C erreicht hat. Wenn dann der Druck im abgepumpten Gefäß (und damit auch im Ballon B vor dem Anstieg des Quecksilbers bis zum Spiegel A) gleich p ist, der in der Kapillare C (nach dem Zusammenpressen der Luft) sei p_1, und der Atmosphärendruck sei P, so muß nach dem Gesetz des Gleichgewichts in kommunizierenden Gefäßen die Höhendifferenz des Quecksilbers h in der geschlossenen Kapillare C und in der offenen Kapillare E gleich

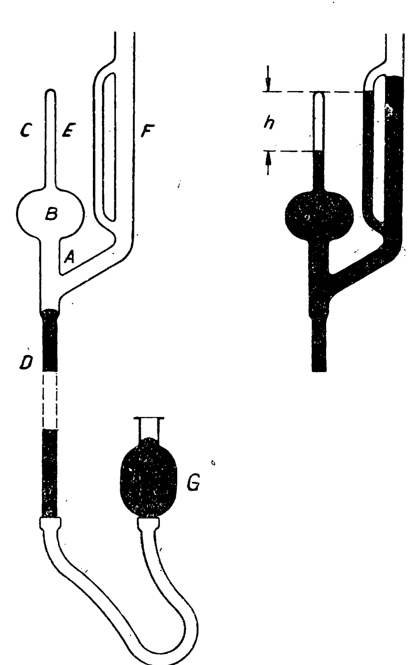


Abb. 21. Kompressionsmanometer (McLeod)

$$h = (P - p) - (P - p_1) = p_1 - p$$

sein, deswegen ist

$$p_1 = h + p. \tag{5}$$

Bezeichnen wir nun das gesamte Volumen der Kapillare C und des Ballons B bis zum Spiegel A mit v und das Volumen des zusammengepreßten Gases in der Kapillare C mit v_1, so finden wir bei Temperaturgleichheit während des Versuches

nach dem BOYLE-MARIOTTEschen Gesetz:

$$pv = p_1 v_1$$

oder

$$p = \frac{p_1 v_1}{v}. \tag{6}$$

Drücken wir nun das in der Kapillare komprimierte Gas zu einem sehr geringen Volumen zusammen, so können wir in Gleichung (5) die Größe p gegen h vernachlässigen. Wenn wir $p_1 = h$ in (6) einsetzen, finden wir den gesuchten Druck:

$$p = h \frac{v_1}{v}. \tag{7}$$

Messungen mit dem Kompressionsmanometer führt man gewöhnlich so aus, daß man das Quecksilber in der offenen Kapillare auf gleiche Höhe mit dem Ende der geschlossenen Kapillare einstellt (Abb. 21). Bezeichnen wir nun den Querschnitt dieser Kapillare mit s in mm² und mit h die Höhendifferenz des Quecksilbers, so wird das Volumen des komprimierten Gases v_1 gleich $s \cdot h$ mm³ sein. Sein Druck p_1 aber wird h mm Hg betragen. Setzen wir diese Werte in die Gleichung (6) ein, so finden wir

$$p = \frac{p_1 v_1}{v} = \frac{s}{v} h^2 = c h^2. \tag{8}$$

Der zu messende Gasdruck ist nach diesem Meßverfahren proportional dem Quadrat von h, der Differenz der Quecksilberspiegel im geschlossenen und offenen Schenkel des Manometers. Die Ablesung von h erfolgt an einer Millimeterskala, die man gewöhnlich hinter den Kapillaren C und E anbringt. Die Größe $c = \frac{s}{v}$ nennt man *Manometerkonstante*. Sie wird ein für allemal durch Messungen des Querschnitts s und des Volumens v noch vor dem Anschmelzen des Manometers an die Vakuumanlage ermittelt. Zur raschen Feststellung des Drucks in Torr stellt man eine Eichtabelle auf.

Da jeder Gummi von sich aus und besonders an Verbindungsstellen mit Glas luftdurchlässig sein kann, so bringt man bei Schlauchverbindungen an der Manometerröhre eine Luftfalle an. Verbreitete Typen solcher Fallen sind in Abb. 22 dargestellt.

Eine andere Konstruktion des Manometers, dargestellt in Abb. 23, heißt *verkürztes Kompressionsmanometer*.

Über die Röhre P, die einen Dreiwegehahn besitzt, kann der Ballon K mit der Atmosphäre oder dem Vorvakuum verbunden werden. Wenn der Ballon K ursprünglich mit dem Vorvakuum verbunden war, so wird, wenn wir ihn mit der Atmosphäre verbinden, das Quecksilber im Manometer ansteigen. Die Verbindung mit der Atmosphäre muß sehr vorsichtig hergestellt werden, da das Quecksilber sonst mit großer Geschwindigkeit in der Kapillare steigt und dieselbe zerstören kann. Zum Halten des Quecksilbers an dem für die Messung erforderlichen Stand schließt man den Hahn. Nach der Messung stellt man durch den Hahn eine Verbindung mit dem Vorvakuum her. Das Quecksilber im Manometer sinkt, und das Gerät ist zur neuen Messung bereit. Der Anstieg des Quecksilbers im Manometer kann auch durch Zufuhr von Preßluft veranlaßt werden. In diesem Fall wird man kein verkürztes Manometer verwenden.

Je größer das Volumen v und je enger die Kapillare ist, desto kleinere Drucke können mit dem Kompressionsmanometer gemessen werden. Man kann v allerdings nicht unbegrenzt vergrößern und s nicht beliebig verengen. Schon bei $v = 250\ cm^3$ beträgt die Meßdauer einige Minuten einschließlich des Quecksilberrücklaufs, damit das Gerät zur neuen Messung bereit ist. Deshalb wählt man gewöhnlich kein größeres Volumen v als $250\ cm^3$. Andererseits kann das Volumen v_1 auch nicht weiter als bis zu einer gewissen Grenze verkleinert werden: Der Quecksilberspiegel darf nicht zu nahe an dem geschlossenen Kapillarende liegen, da sonst die Bestimmung des

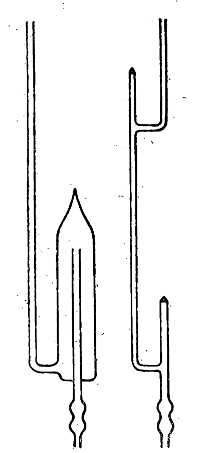




Abb. 22. Fallen für Luftblasen

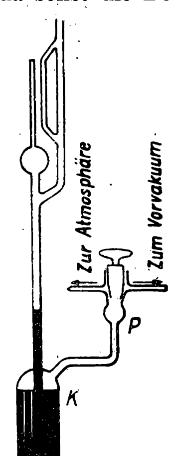


Abb. 23. Verkürzte Form eines McLeod-Manometers

Volumens v_1 sehr ungenau wird. Die Verkleinerung des Volumens v_1 durch Röhren sehr kleinen Durchmessers kann nur bis zu einer gewissen Grenze durchgeführt werden. Bei einem kleineren Durchmesser als 0,5 mm zeigt das Quecksilber die Tendenz, sich infolge der Reibung sprunghaft zu bewegen. Außerdem beeinflussen die bei einem derart kleinen Kapillarendurchmesser unvermeidlichen Ungleichmäßigkeiten desselben die Größe der Kapillardepression stark. Im allgemeinen wählt man den Röhrendurchmesser nicht kleiner als 0,7 mm. Der minimale Druck, der verhältnismäßig genau bei einem Volumen v von $250\ mm^3$ und einem Kapillardurchmesser von 0,8 mm gemessen werden kann, beträgt $p = 10^{-5}$ Torr. Da das Kompressionsmanometer auf der Anwendung des Boyle-Mariotteschen Gesetzes beruht, so mißt es nur dann genau, wenn dieses Gesetz tatsächlich erfüllt ist. Deshalb kann man dieses Manometer nicht bei Gasen anwenden, die sich nahe dem Verflüssigungspunkt befinden. Das ist dann der Fall, wenn im abzupumpenden Gas Kohlensäure oder besonders Wasserdampf enthalten ist.

Bei Drucken von 10^{-6} und 10^{-7} Torr kann man das Kompressionsmanometer lediglich zur näherungsweisen Bestimmung der vorliegenden Gasverdünnung benutzen. Wenn der zu messende Druck 10^{-7} Torr beträgt bei $v = 250\ cm^3$ und das Quecksilber bis zur Spitze der Kapillare C steigt (Abb. 21), so nimmt die verbleibende Gasblase Maße an, die für das Auge unsichtbar sind. Trotz des Quecksilberabsinkens in E sinkt dann dasselbe in C nicht und bleibt gleichsam am Glas

kleben, so daß die Höhe der Quecksilbersäule in der Röhre E merklich niedriger sein kann als in C. Das entsprechende Vakuum wird als *Klebevakuum* bezeichnet. Das Anhaften tritt dann ein, wenn das Gasbläschen so klein wird, daß es die Berührung des Quecksilbers mit der Kapillarenspitze nicht zu verhindern vermag. Eine weitere Verkleinerung des Drucks führt, wie der Versuch zeigt, zur Vergrößerung des Höhenunterschiedes der Quecksilbersäulen in den Röhren E und C im Augenblick des Ablösens der Quecksilbersäule von der Kapillarenspitze C. Auf diese Weise erhält man die Möglichkeit, von dem Höhenunterschied der Quecksilbersäulen im Moment des Ablösens qualitativ auf den Druck zu schließen. Die Größenordnung des Klebevakuums hängt vom Kolbenvolumen des Manometers, vom Kapillarendurchmesser und vom Zustand der Glasoberfläche ab (vorhergehendes Ausheizen) [87, 88]. Die Erscheinung des „Klebens" wird in der Praxis sehr oft ausgenutzt; besonders in den Fällen, in denen nicht die absolute Größe des Druckes wichtig ist, sondern die Möglichkeit, die mit der Pumpe zu erzielende Verdünnung voll auszunutzen. Das Klebevakuum zeigt an, daß die Grenze der Gasverdünnung erreicht ist und Undichtigkeiten in der Vakuumapparatur nicht vorhanden sind.

Bei Verwendung eines Kompressionsmanometers ist ebenso wie bei der Anwendung von Quecksilberpumpen das Einfrieren des Quecksilberdampfes in der Falle mit flüssiger Luft vorzunehmen. Frei von dieser Unzulänglichkeit sind Radiometer-Manometer, Manometer, die auf der Wärmeleitfähigkeit beruhen, und Ionisationsmanometer. Das *Radiometer-Manometer* beruht auf dem Radiometereffekt und kann, wie KUNDSEN zeigte, für absolute Druckmessungen benutzt werden [89—94]. Allerdings wird das Manometer in einer derartigen Ausführung in der Praxis nicht benutzt. Man eicht vielmehr das Radiometer-Manometer z. B. mit einem Kompressions-Manometer.

Es wurden eine große Anzahl von Konstruktionen für Radiometer-Manometer angegeben [56, 95, 98, 99]. Wir wollen lediglich hier die schematischen Zeichnungen zweier Typen betrachten (Abb. 24 und 25), aus denen die allgemeine Konstruktion solcher Manometer ersichtlich ist. In Abb. 24 stellt D eine leichte Platte dar. Diese ist eine von den zwei für dieses Manometer notwendigen Platten. Die andere Platte wird durch das Glas der Röhre A ersetzt, das durch im Mantel F fließendes Wasser angewärmt wird. Die innere Röhre B dient zum Schutz der Platte D vor Molekülstößen, die von der Wandung A ausgehen mit Ausnahme der Stelle der Wand, die sich dem rechteckigen Fenster C in der Röhre B gegenüber befindet. Die Platte D hängt an einem Faden E, so daß die Öffnung C nicht der Plattenmitte gegenübersteht, sondern einem der Plattenränder näher liegt. Dadurch beginnt die Platte D sich unter der Wirkung der Radiometerkräfte zu drehen, und der Faden E erfährt eine Verdrehung. In Abb. 25 ist ein Manometer mit einer Goldplatte C dargestellt. Bei Durchleitung von Warmwasser durch den Mantel F wärmt sich das Plättchen rasch an, während der massive Messingkörper B nicht dazu kommt. Die Radiometerkräfte treten zwischen B und C auf. Mit einem Mikroskop wird die Ablenkung des Plättchens durch das Fenster E im Körper B beobachtet. Um ein allgemeines Anwärmen der inneren Teile des Gerätes zu vermeiden, empfiehlt es sich, bei allen Messungen durch den äußeren Mantel des Gerätes Wasser zu leiten, dessen Temperatur erst um einige Grad höher und dann einige Grad niedriger ist als die Zimmertemperatur.

Ein sehr einfacher Typ des Radiometer-Manometers ist eine leichte an einem Quarzfaden hängende Platte, die von einem besonderen Lichtstrahl beleuchtet wird.

In diesem Fall spielen sich die gleichen Vorgänge ab wie im Falle des CROOKESschen Kreuzes (Radiometer-Kreuz), wobei die Plattenauslenkung aus dem Gleichgewichtszustand vom Gasdruck abhängt. Da man die Platte der Radiometer-Manometer auch aus Glimmer fertigen und diese an Quarzfäden aufhängen kann, ist es möglich, die radiometrischen Manometer auch für chemisch aktive Gase zu

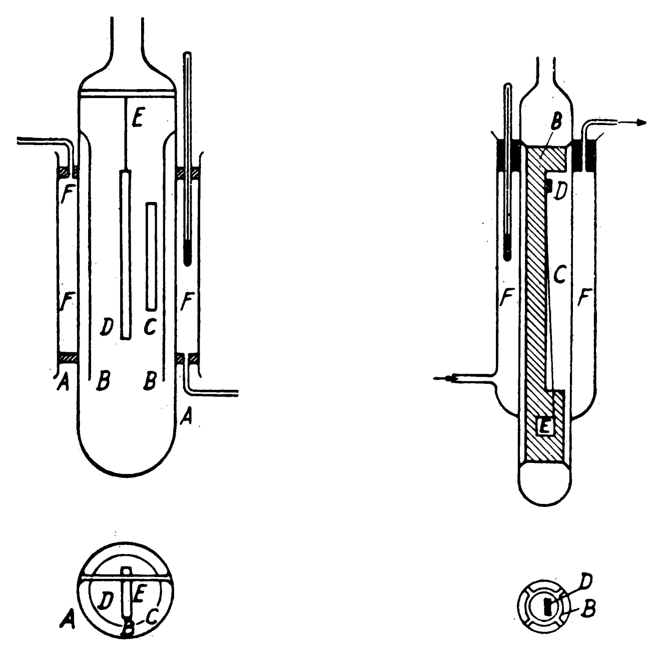


Abb. 24 und 25. Radiometer

verwenden, bei denen andere Manometerarten nicht anwendbar sind, weil sie Quecksilber und Metallfäden enthalten.

Mit dem Radiometer-Manometer ist es möglich, bei sehr leichten Glimmerrähmchen an dünnen Quarzfäden Minimaldrucke von 10^{-7} bis 10^{-8} Torr zu messen [96].

Die Wärmeleitfähigkeits-Manometer können angewandt werden, da die Wärmeleitfähigkeit der Gase bei Druckänderung bis zu einer gewissen Grenze konstant bleibt. Dies gilt bis zu dem Punkt, an dem der Druck eine Größe erreicht, bei der die freie Weglänge der Gasmoleküle mit den Dimensionen des Gefäßes vergleichbar wird. Wir wählen nun ein Gefäß, in dem sich ein Metallfaden befindet, der durch elektrischen Strom erwärmt wird. Wenn der Gasdruck genügend niedrig ist, so wird eine Druckerniedrigung eine Verminderung der Wärmemenge, die der Faden abgibt, nach sich ziehen. Dadurch wird eine Steigerung der Fadentemperatur bewirkt, wenn die Wärmezufuhr unverändert bleibt. Die Temperatursteigerung findet bis zu dem Moment statt, wo der Wärmeverlust durch die Gaswärmeleitfähigkeit wegen der Steigerung der Fadentemperatur so groß wird, daß wiederum ein Gleichgewicht zwischen der Menge der zugeführten und der abgegebenen Wärme eintritt.

Von der Veränderung der Fadentemperatur und damit auch der Veränderung des Fadenwiderstandes schließt man auf den Gasdruck. Dies ist das Prinzip der Manometer, die auf der Wärmeleitfähigkeit der Gase beruhen. Sie werden Widerstandsmanometer oder PIRANI-Manometer genannt [103, 104].

Der Wärmetransport vom Faden durch das Gas hängt davon ab, wieweit die Gasmoleküle beim Auftreffen auf den Faden eine mittlere Geschwindigkeit erhalten, die der Fadentemperatur entspricht, d. h., sie hängt vom Wärmeleitvermögen ab, das für verschiedene Gase verschieden ist. Deshalb ist es notwendig, das auf Wärmeleitfähigkeit beruhende Manometer durch Vergleich mit anderen Manometern zu eichen.

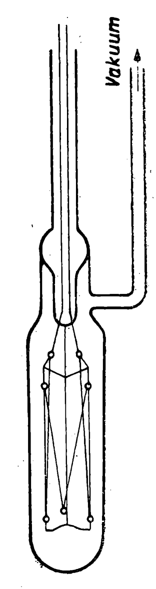
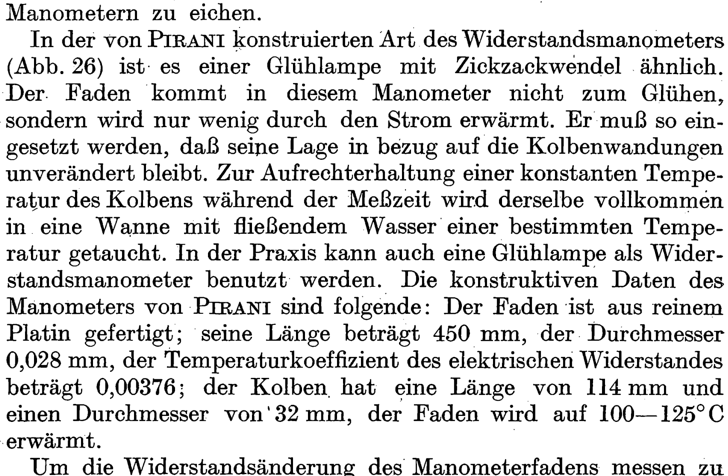
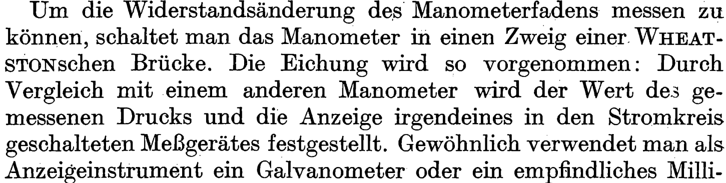


Abb. 26. PIRANI-Manometer



In der von PIRANI konstruierten Art des Widerstandsmanometers (Abb. 26) ist es einer Glühlampe mit Zickzackwendel ähnlich. Der Faden kommt in diesem Manometer nicht zum Glühen, sondern wird nur wenig durch den Strom erwärmt. Er muß so eingesetzt werden, daß seine Lage in bezug auf die Kolbenwandungen unverändert bleibt. Zur Aufrechterhaltung einer konstanten Temperatur des Kolbens während der Meßzeit wird derselbe vollkommen in eine Wanne mit fließendem Wasser einer bestimmten Temperatur getaucht. In der Praxis kann auch eine Glühlampe als Widerstandsmanometer benutzt werden. Die konstruktiven Daten des Manometers von PIRANI sind folgende: Der Faden ist aus reinem Platin gefertigt; seine Länge beträgt 450 mm, der Durchmesser 0,028 mm, der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes beträgt 0,00376; der Kolben hat eine Länge von 114 mm und einen Durchmesser von 32 mm, der Faden wird auf 100—125° C erwärmt.



Um die Widerstandsänderung des Manometerfadens messen zu können, schaltet man das Manometer in einen Zweig einer WHEATSTONschen Brücke. Die Eichung wird so vorgenommen: Durch Vergleich mit einem anderen Manometer wird der Wert des gemessenen Drucks und die Anzeige irgendeines in den Stromkreis geschalteten Meßgerätes festgestellt. Gewöhnlich verwendet man als Anzeigeinstrument ein Galvanometer oder ein empfindliches Milliamperemeter und schaltet es in den mittleren Zweig der Brücke (G in Abb. 27).

Bei allen Ablesungen muß die an der Brücke zwischen A und B liegende Spannung streng konstant sein. Sie wird mit dem Voltmeter V gemessen und mit dem Potentiometer P geregelt. Für die Meßgenauigkeit ist es sehr wichtig, daß der Widerstand R im zum Manometer M benachbarten Brückenzweig möglichst temperaturunabhängig ist. Die Eichung geschieht gewöhnlich so, daß die Nullanzeige des Instrumentes G dem Klebevakuum im Kompressionsmanometer entspricht. Der Nullpunkt wird durch Veränderung des Widerstandes R_2 eingestellt. Um den Widerstandswert von R temperaturunabhängig zu machen, wählt man als Widerstand eine gleiche Ausführung des Manometers M, verbindet diese mit der Pumpe und hält in ihm die ganze Zeit ein Klebevakuum aufrecht. Ein Widerstandsmanometer ist deshalb sehr vorteilhaft, weil der Zeiger des Gerätes ununterbrochen den Druck anzeigt. Beurteilt man den Verlauf der Druckänderung nach der Zeigerbewegung des Instrumentes, so darf jedoch nicht vergessen werden, daß das Widerstandsmanometer eine thermische und mechanische Trägheit besitzt. Dadurch kann bei

sehr schnellen Druckänderungen von der Zeigerbewegung nur eine ungefähre Vorstellung über den Druckverlauf gewonnen werden.

Mit dem Widerstandsmanometer können leicht Drucke von 10^{-1} bis 10^{-4} Torr gemessen werden. Ähnlich wie das Widerstandsmanometer findet das *Thermoelement-Manometer* weite Anwendung. Im Kolben des Manometers sind vier Durchführungen A, B, C und D angebracht (Abb. 28), an welche zwei gekreuzte Drähte oder zwei Stäbchen aus verschiedenen Metallen angeschlossen sind, die im Berührungspunkt E zusammengeschweißt sind. Diese Schweißstelle bildet das Thermoelement, das durch einen Strom über die Durchführung A und B erwärmt wird. Der Stromkreis des Thermoelementes wird über die Durchführungen C und D mit dem Galvanometer G verbunden. Die Temperatur der Lötstelle und damit auch die Stromstärke, die vom Gerät gemessen wird, hängen vom Heizstrom und von der

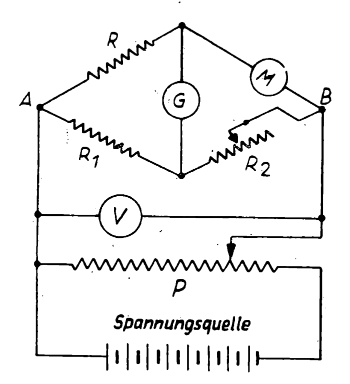


Abb. 27. Schaltbild eines Widerstandsmanometers

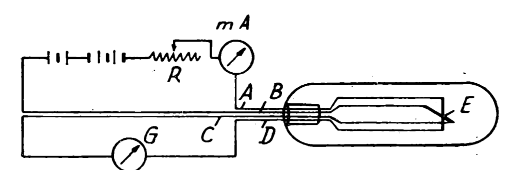


Abb. 28. Thermoelektrisches Manometer

Kühlung des Thermoelementes durch das Gas ab. Hält man den Heizstrom mit Hilfe des Widerstandes R und des Milliamperemeters mA konstant, so kann die Skala des Instrumentes G in Gasdrucken geeicht werden. Im Vergleich zum Widerstandsmanometer bietet das Thermoelement-Manometer den Vorzug, daß man lediglich für eine konstante Kolbentemperatur des Manometers zu sorgen hat.

Das *Ionisationsmanometer* besteht aus einer Entladungsröhre mit einer durch einen „Heizstrom" erhitzten Kathode, einer kalten Anode und einer dritten Elektrode, die sich auf negativem Potential gegen die Kathode befindet. In Abb. 29 ist das Schema des Manometers nach DUSHMAN und FOUND dargestellt [105]. In der Glasröhre A des Manometers (Durchmesser 40 mm) befinden sich drei Elektroden B, C und D. Die innere Elektrode C ist eine Drahtspirale mit einem Drahtdurchmesser von 0,125 mm. Sie besteht aus 5 Windungen mit einem Wendeldurchmesser von 2,25 mm. Die Elek-

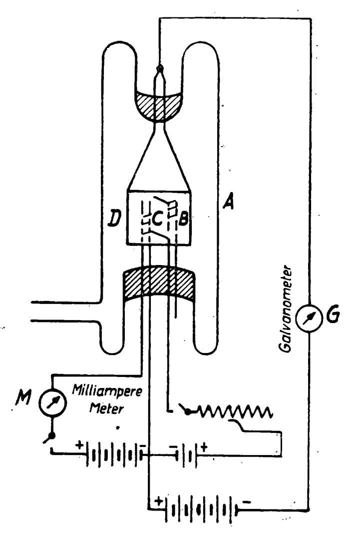


Abb. 29. Ionisationsmanometer nach DUSHMAN und FOUND in seiner ersten Schaltanordnung

trode B ist ebenfalls eine Spirale aus gleichem Draht und hat einen Durchmesser von 3,65 mm. Die Elektrode D besteht aus Molybdänblech und hat die Form eines Zylinders mit einem Durchmesser von 12 mm und einer Länge von 12 mm. An die Elektroden können die Spannungen nach zwei Schaltschemata angelegt werden:

1. Die Spirale C dient als glühende Kathode, die Spirale B als Anode und der Zylinder D als Ionenfänger. Im Raum zwischen C und B geraten die aus der Kathode C fliegenden Elektronen in ein starkes Anodenfeld. Die durch die Ionisation gebildeten Ionen fliegen an der Spirale B vorbei und sammeln sich auf dem Zylinder D.

2. Die Spirale B dient als Kathode, die Spirale C als Ionenfänger und der Zylinder D als Anode. Bei genügend großer Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der Anode, die die Elektronen beschleunigt, ionisieren sie durch Stöße die Gaspartikel und bilden positive Ionen und freie Elektronen. Die positiven Ionen (Ionenstrom) fliegen zum Gitter (Fänger), die Elektronen dagegen zur Anode (Elektronenstrom). Die Anzahl der Elektronenstöße mit den Gaspartikeln und damit auch die Zahl der gebildeten positiven Ionen und ferner das Verhältnis des Ionenstroms I_p (Anzeige des Instrumentes G) zum Elektronenstrom I_e (Anzeige des Instrumentes M) ist um so größer, je größer der Gasdruck ist. Experimentell zeigt sich, daß bei niedrigem Gasdruck das Verhältnis $\frac{I_p}{I_e}$ direkt proportional dem Gasdruck ist.

Das zweite Schaltschema unterscheidet sich vom ersten durch eine geringere Empfindlichkeit. Der Grund liegt darin, daß die Elektronen bei dem ersten Schaltschema einige Schwingungen vor der Spirale B ausführen, bevor sie sich darauf niederlassen. Bei dem zweiten Schaltschema vollführen die Elektronen keine Schwingbewegungen. Der von jedem Elektron durchlaufene Weg und die Anzahl der von ihm gebildeten Ionen ist unter sonst gleichen Bedingungen kleiner als bei dem ersten Schaltschema. Dafür hat bei dem zweiten Schaltschema das Verhältnis zwischen Ionenstrom und Druck einen größeren Spielraum.

Sehr wichtig ist, daß alle Metallteile, die im Inneren des Manometers liegen, sorgfältig entgast wurden. Dushman stellte fest, daß die günstigsten Bedingungen zur Vakuummessung mit seinem Manometer dann vorhanden sind, wenn die Spannung der Anode $V_a = 250$ V, die Spannung des Gitters $V_c = -22$ V und der Anodenstrom $I_a = 20$ mA betragen. Zur Messung höherer Drucke ist ein schwächerer Elektronenstrom zu wählen. Bei Versuchen mit Argon entsprach jedes Mikroampere des Ionenstroms bei $I_a = 20$ mA einem Druck von 0,1 Mikrobar. Somit kann man mit dem Manometer nach Dushman bei einem Anodenstrom von 20 mA und einer Galvanometerempfindlichkeit von 10^{-9} A Gasdrucke bis zu 10^{-4} Mikrobar messen, wenn man das Manometer nach dem ersten Schema (Abb. 29) schaltet.

Ein Ionisations-Manometer muß für *jedes* gegebene Gas neu geeicht werden. Es genügen dazu, wenn man die Grenze der linearen Abhängigkeit I_p von p nicht überschreitet, zwei Ablesungen des Ionenstromes bei zwei verschiedenen Drucken. Die zweite Ablesung ist nur notwendig, um sich zu überzeugen, daß der gemessene Druck noch dem linearen Teil der Charakteristik entspricht.

Als Ionisationsmanometer kann man eine Triode verwenden und dann auch die zwei Schaltschemata beibehalten. Entweder benutzt man bei hohem positiven Gitterpotential jene Elektrode als Ionenfänger, die im Normalbetrieb als Anode dient, oder man verwendet das negativ geladene Gitter als Ionenfänger. Im letzten Fall darf man kein zu großes Gitterpotential wählen (etwa 1—2 V), um den Anoden-

strom nicht gänzlich zu sperren. Darum ist die Empfindlichkeit bei dieser Schaltung geringer. Der Nachteil des Manometers mit positiv geladenem Gitter liegt darin, daß bei dieser Schaltung in den Leitungen, welche die Anode mit dem Gitter verbinden, manchmal elektrische Schwingungen auftreten. Diese werden durch die Elektronenbremsung im Gegenfeld (der Anode; die Red.) bei ihrer Schwingbewegung um das positiv geladene Gitter erzeugt. Durch diese Schwingungen, die von Schwankungen des Anodenpotentials begleitet sind, registrieren die Gleichstrominstrumente den Elektronenstrom von der Kathode zur Anode, unabhängig davon, daß sie gleichzeitig ein negatives Potential auf der Anode zeigen. Der Elektronenstrom zum Ionenfänger überdeckt den erwarteten Ionenstrom und nimmt die Möglichkeit, den letzteren zu messen.

Es wurde nun versucht [106—108], Formeln zur Berechnung des Druckes durch das Verhältnis von Ionen- zu Elektronenstrom auf Grund des Funktionsverlaufes zu geben, der die Ionenzahl angibt, die je nach der Elektronengeschwindigkeit gebildet wird. Praktisch ist diese Berechnungsmethode jedoch nicht anwendbar und das Ionisationsmanometer kann deshalb zu Absolutmessungen nicht verwendet werden.

Bei Verwendung von Elektronenröhren als Ionisationsmanometer ist die Möglichkeit des Auftretens sogenannter Kriechströme zu berücksichtigen, d. h., es bilden sich infolge ungenügender Isolierung Stromverzweigungen. Diese Ströme können bei der Messung des Ionenstromes die Anzeige des Galvanometers verfälschen. Kriechströme kann man durch Schutzringe vermeiden.

Das Eichverfahren beim Ionisationsmanometer ist in Abb. 30 gezeigt. Es benutzt eine langsame Gasströmung aus dem Gefäß A in das Gefäß B durch die Kapillarröhre C (V, V_1, V_2 sind Quecksilberhähne, L_1, L_2 sind Fallen).

Die Empfindlichkeit des Ionisationsmanometers hängt von seinen Abmessungen ab. Zu hohen Drucken hin ist die Anwendbarkeit von Ionisationsmanometern durch den zerstörenden Einfluß des Gases auf den Heizfaden begrenzt. Dabei muß nicht nur mit den möglichen chemischen Reaktionen zwischen Gas und Wolfram gerechnet werden, sondern auch mit der Überheizung des Heizfadens durch Stöße der positiven

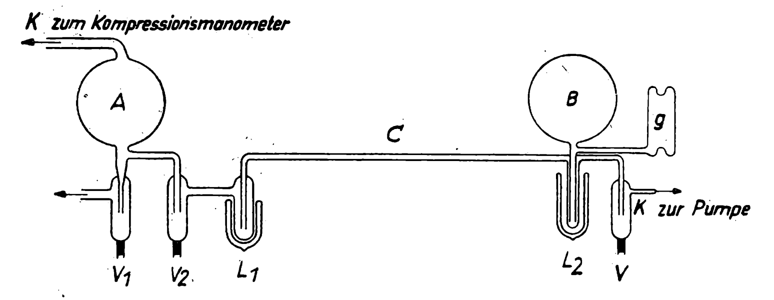


Abb. 30. Eichschema des Ionisationsmanometers. Der momentane Gasdruck im Manometer g wird aus den Strömungsgesetzen für Gase vom Gefäß A in das Gefäß B und das Manometer g durch die Kapillare C bei geschlossenen Quecksilberhähnen V_1 und V berechnet. L_1 und L_2 sind Quecksilberdampffallen. Zu Beginn der Messung wird das Gefäß B und das Manometer g bis über den Hahn V, bei geschlossenem Hahn V_2, möglichst gut evakuiert.

Ionen. Sind keine besonders aktiven chemischen Gase vorhanden, so umfaßt der Meßbereich des Ionisationsmanometers einige Tausendstel bis $1 \cdot 10^{-8}$ Torr. Bei sehr niedrigen Drucken ist eine sehr gute Entgasung des Manometers und des Fadens erforderlich.

Neuerdings wird von der Industrie eine Apparatur zur Messung von niedrigem Druck geliefert. Sie besteht aus dem in einem Gefäß montierten Manometer (Widerstands-, Thermoelement- oder Ionisationsmanometer), Meßschaltung, Meßgeräten, Schalter usw. Diese Geräte heißen ebenfalls allgemein Manometer oder Vakuummeter.

Die beim Durchgang des elektrischen Stromes durch Gase zu beobachtenden Erscheinungen hängen vom Gasdruck ab. Deshalb kann man an Hand der Leuchterscheinungen in Entladungen auf die Gasverdünnung schließen. Es ist jedoch nicht möglich, irgendwelche allgemeingültigen Regeln für diese Feststellungen aufzustellen, da das Leuchten des Gases außer vom Druck noch von einer Reihe anderer Parameter abhängt (Maße und Formen der Elektroden, Röhrenweite, Spannung und Stromstärke, Natur des Gases usw.). Beabsichtigt man, diese Methode der Druckbestimmung anzuwenden, so ist am besten eine entsprechende Eichung des Gerätes durchzuführen. Bei niedrigem Druck (z. B. 0,001 Torr) hört das Leuchten des Gases auf, und es tritt nur noch eine Fluoreszenz des Glases auf, die bei den gewöhnlichen Glassorten grünlich ist. Bei noch niedrigerem Druck des Gases, etwa 10^{-5} Torr, hört jedes Leuchten der Röhre auf. Diesen Grad der Gasverdünnung nennt man „*schwarzes Vakuum*“[1]). Zur Prüfung der Pumpenarbeit im Hochvakuum ohne Anwendung eines Manometers strebt man ein „schwarzes“ Vakuum an, das in diesem Fall das Klebevakuum des Kompressionsmanometers ersetzt. Eine Abschätzung des Gasdruckes in der Entladungsröhre kann man nach den Abmaßen der zur Kathode gehörenden Entladungsteile oder ebenfalls nach dem Abstand der Schichten der geschichteten positiven Säule vornehmen. Zur Beurteilung des Verdünnungsgrades in fertigen, abgezogenen (abgeschmolzenen) Entladungsröhren verwendet man Hochfrequenzentladungen, die mit einem Teslatransformator erzeugt werden.

§ 3. Einbrennen und Härten der Entladungsröhren

Der Restgasdruck in der von der Pumpanlage abgezogenen Röhre ist wegen des ständig stattfindenden Adsorptionsprozesses und dem Freiwerden von Gas aus den Wandungen und Metallteilen der Röhre [109] keine konstante Größe. Um den restlichen Druck konstant und möglichst niedrig zu halten, wendet man außer der gewöhnlichen Entgasung der Röhrenteile an der Pumpe das sogenannte Einbrennen der Entladungsröhren im abgezogenen Zustand an. Unter dem Einbrennen versteht man einen über eine mehr oder weniger lange Zeitspanne durchgeführten ununterbrochenen Betrieb der Röhre bei erhöhter Belastung. Beim Einbrennen sinkt der Restgasdruck. Dies nennt man *Härten*[2]) [110—116, 129], und in Röhren mit Edel-

[1]) Im deutschen Sprachgebrauch nicht üblich. (Die Red.).

[2]) In Röntgenröhren mit kalter Kathode hängt die Spannung, bei welcher die Röhre arbeitet, und die damit verbundene Fähigkeit der von der Röhre erzeugten Strahlen, durch verschiedene Körper zu dringen, oder die „Härte“ der Strahlen vom Druck des Gases in der Röhre ab. Bei einer Verminderung des Druckes vergrößert sich die Strahlenhärte. Deshalb der Ausdruck „Härtung“.

gasen vollzieht sich eine Säuberung von Spuren verschiedener Beimischungen. Der Gasschwund beim Härten hat chemischen Charakter. Dieser erklärt sich aber nicht einfach mit den gewöhnlichen chemischen Reaktionen zwischen Gas und Glas oder Metall, bei denen das Gas einfach in einen gebundenen Zustand übergeht, wie das beispielsweise bei der Entfernung von Sauerstoffspuren durch Erwärmung eines Wolframdrahtes geschieht. Die bei der Härtung ablaufenden Prozesse haben komplizierteren Charakter ([57], S. 114ff.), schon deshalb, weil wir es hier nicht nur mit neutralen Partikeln, sondern auch mit Ionen zu tun haben, die sich im elektrischen Entladungsfeld befinden. Bei zweiatomigen Gasen zerfallen bei der Entladung die Moleküle oft in einzelne Atome; es ist bekannt, daß die sich in solchem atomaren Zustand befindenden Gase chemisch erheblich aktiver sind als in gewöhnlichem Zustand („aktiver Stickstoff" und „aktiver Wasserstoff" des Chemikers).

Endlich ist noch zu bemerken, daß die Gasentladungserscheinungen bei niedrigem Druck besonders intensiv von Zerstäubungen der Elektroden in der Entladungsröhre begleitet sind (Kathodenzerstäubung). Der Versuch zeigt, daß bei einer Kathodenzerstäubung eine verstärkte Adsorption des Gases durch zerstäubtes Metall vor sich geht.

Der Härtungsprozeß beeinträchtigt gleichzeitig die praktische Anwendung der Entladungsröhren für alle Gase, mit Ausnahme der der nullten Gruppe des periodischen Systems angehörenden Edelgase (He, Ne, Kr und Xe), da bei einer Entladung die Gasdichte in der Röhre mehr oder weniger schnell abnimmt und die Röhre nach kurzzeitigem Betrieb versagt und ausfällt. Der Härtungsprozeß bei Edelgasfüllungen kommt ebenfalls vor, verläuft dann aber so langsam, daß er praktisch seine unerwünschten Eigenschaften verliert [117].

§ 4. Das Füllen der Entladungsröhren mit Gasen

Die den Stromdurchgang durch das Gas begleitenden Erscheinungen hängen in starkem Maße von der Sauberkeit des Gases ab, d. h. von der Konzentration der im Gas vorhandenen Beimengungen. Deshalb müssen vor dem Füllen der Röhre mit irgendeinem Gas oder einer bestimmten Gasmischung die Wandungen und Metallteile der Röhre bis zu einem möglichst hohen Grad entgast und das Gas einer zusätzlichen Reinigung beim Füllen der Röhre unterzogen werden. Zur Erzielung einer einwandfreien Entgasung wird unter andauerndem Pumpen wiederholt Gas eingefüllt. Diese Methode besteht darin, daß nach dem Erreichen der Verdünnungsgrenze — Druck p_0 — die Röhre wieder mit Gas bis zu einem bestimmten Druck p_1 gefüllt und dann wiederum bis zum Enddruck ausgepumpt wird. Diese Prozedur wiederholt man n mal. Wenn wir annehmen, daß die Röhre gut entgast wäre und die von ihr ausgeschiedene Gasmenge unbedeutend klein sei, so ist p_0 lediglich durch die Unvollkommenheit der Pumpe bedingt. Der Partialdruck der Beimischung des restlichen Gases bei der ersten Füllung mit dem Gas wird dann p_0 sein, bei der zweiten Füllung $p_0 \frac{p_0}{p_1}$ und bei der n-ten Füllung $p_0 \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{n-1}$ betragen. Wählt man n und p_1 genügend groß, so kann man den Partialdruck der Beimischung beliebig herabsetzen oder, anders ausgedrückt, es wird möglich, die Gasverunreinigung, die durch

die Unvollkommenheit der Pumpe auftrat, nach Wunsch zu vermindern. Doch nicht darin allein besteht der Wert der Methode der wiederholten Gasfüllung. Gut entgaste Wandungen und Metallteile adsorbieren Gas. Wenn das Gas ein Gemisch ist, werden die verschiedenen Komponenten verschieden stark adsorbiert; die Zusammensetzung des Gases ändert sich. Dies kann sich besonders unerwünscht bei einer geringen Konzentration einer zum Gas speziell zugesetzten Beimischung bemerkbar machen. Bei häufigerem Füllen sättigen sich die Wandungen und Metallteile der Entladungsröhre mit dem betreffenden Gas, und die unerwünschte Adsorption hört auf. Außerdem wird unter Bedingungen, die die Gasausscheidungen fördern, in erster Linie das adsorbierte Arbeitsgas ausgeschieden. Die gesättigte obere Schicht dieses Gases wird ein Ausscheiden der anderen Gase verhindern. Das wiederholte Füllen vereint man mit dem Einbrennen und entfernt jede neue Gasfüllung nicht sofort nach dem Einlassen, sondern erst nach einer mehr oder weniger lang andauernden Entladung in der Röhre und damit verbundenem Einbrennen an der Pumpanlage.

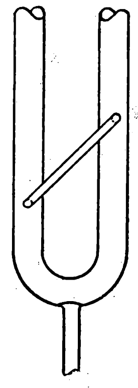


Abb. 31. Quecksilberhahn mit parallel dazu liegender Kapillare

Wenn man den Gasdruck in der Röhre genau einstellen will, dann führt man das Füllen oder das Abziehen des überflüssigen Gases mit mehr oder weniger engen Kapillaren durch. Solche Kapillarübergänge legt man parallel zu einem Quecksilberhahn, wie es in der Abb. 31 gezeigt ist. Kapillarröhren werden auch zum Einstellen eines bestimmten Druckes in der Entladungsröhre benutzt, wenn während des Experimentierens ein ununterbrochener Gaswechsel in der Röhre stattfinden soll.

Zum Studium weiterer Einzelheiten, die zur Berechnung und Einrichtung von Vakuumanlagen sowie einer ganzen Reihe spezieller Handhabungen notwendig sind und die in der Vakuumtechnik Anwendung finden, verweisen wir den Leser auf die Lehrbücher [56—58, 62] und auf die Literatur [100, 102, 126, 127, 63, 145—147, 2438].

Bei Experimenten mit Ionenstrahlen (Kanalstrahlen, Massenspektrograph) gibt es in ein und derselben Entladungsröhre Gebiete mit verschiedener Gasdichte: Im Entladungsraum 10^{-3}—10^{-2} Torr, in dem Teil der Röhre, in dem die Beobachtungen der Ionenstrahlen erfolgen, das heißt dem Teil hinter der Kathode, ein Hochvakuum. Der Druckunterschied wird durch ununterbrochenes Auspumpen des rückwärtigen Kathodenraumes mit einer kräftigen Pumpe durch eine weite Rohrleitung erreicht. Der schmale Spalt, der den rückwärtigen Kathodenraum mit dem übrigen Teil der Entladungsröhre verbindet, welchen die Ionenstrahlen durchlaufen, bildet einen großen Widerstand für den Gasstrom. In diesen Fällen läßt man häufig mit Hilfe einer Hochvakuumpumpe ein und dieselbe Gasmenge ununterbrochen durch die Entladungsröhre zirkulieren. Die Pumpe pumpt dabei das Gas vom Hochvakuumgebiet in das Entladungsgebiet, und die Zirkulation mit dem Vorvakuum ist geschlossen.

Die zusätzliche Reinigung eines Edelgases beim Füllen der Röhre wird auf dem Wege der Durchschleusung des Gases durch ein Schlangenrohr, das mit aktivierter Kohle gefüllt und in flüssige Luft getaucht ist, durchgeführt. Dabei werden allerdings beim Argon nicht nur die Beimischungen, sondern auch ein bedeutender Teil des Grundgases adsorbiert.

Benutzt man zur Kühlung flüssige Luft, so kann die Entladungsröhre mit irgendeinem Gas (mit Ausnahme von Ar, Ne, He; Die Red.) mit Überdruck gefüllt werden. In diesem Fall kühlt man die Röhre oder einen unmittelbar an der Röhre angebrachten kleinen Ansatz, zieht sie dann ab, ohne die Kühlung zu unterbrechen und ermöglicht dann erst ihr Erwärmen bis zur Zimmertemperatur oder einer anderen notwendigen Temperatur. Den endgültigen Gasdruck berechnet man näherungsweise nach dem Gesetz $pV = RT$.

Die Gasgewinnung und das vorherige Reinigen verschiedener Gase wird so ausgeführt, wie es in den Lehrbüchern der Chemie und Elektrochemie beschrieben ist. Für die Benutzung seltener Edelgase wird auf die Monographie [131—133] verwiesen. Edelgase gewinnt man bei der Luftverflüssigung. Sie sind im Handel in Stahlflaschen mit Fülldrucken von einigen zehn Atmosphären erhältlich. Diese Gase müssen jedoch vor ihrer Verwendung mit Aktivkohle gereinigt werden. Die „spektralreinen" Edelgase werden in Glasballons mit einem Fülldruck von 600 Torr aufbewahrt. Wenn sich eine Beimischung äußerst geringer fremder Gasteile bemerkbar macht, so sind die „spektralreinen" Gase ebenfalls zusätzlich durch Einbrennen der Entladungsröhre unter Verwendung spezieller Elektroden, die mit einer Schicht Alkali- oder Erdalkalimetall überzogen sind, zu reinigen [118, 128].

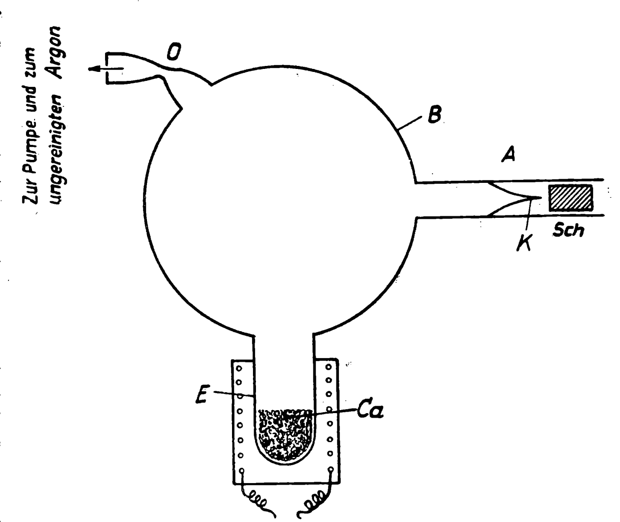


Abb. 32. Vorrichtung zum Reinigen von Argon mit Kalzium

Ein Fall, mit dem man sich oft in der Laboratoriumspraxis zu beschäftigen hat, ist die Säuberung des Argons von in ihm verbliebenen Stickstoffresten. Wegen der Trägheit des Stickstoffs kann die Adsorptionsmethode mit Aktivkohle bei niedrigen Temperaturen nicht so einfach zu raschen, zuverlässigen Ergebnissen führen. Am handlichsten und zuverlässigsten ist die Methode der Adsorption des Stickstoffes durch Kalzium bei 500° C. In den Ansatz E am unteren Teil des Ballons B (Abb. 32) bringt man von Oxydkrusten und anderen Verbindungen frischgereinigtes metallisches Kalzium. Man pumpt aus dem Ballon die Luft ab und zerstäubt das Kalzium in einer Metallschicht über die gesamte innere Oberfläche des Ballons B durch Anwärmen des Ansatzes E. Den Ballon B füllt man mit Argon bis zu einem Druck von 300 Torr, zieht ihn ab und heizt ihn im elektrischen Ofen bei 500° C eine Stunde lang aus. Zur Abfüllung der im Kolben befindlichen Gase versieht man ihn mit der Röhre A und der darin eingeschmolzenen geschlossenen Kapillare K. Die Röhre wird an die Pumpanlage angeschmolzen. Nach dem Erreichen

des gewünschten Vakuums bricht man die Spitze der Kapillare *K* ab, indem man von außen mit einem Magneten den Schlagbolzen *Sch* verschiebt.

Das durch Luftverflüssigung gewonnene Argon enthält immer Stickstoffbeimischungen bis zu einigen Prozent. Der Reststickstoffgehalt im Argon nach Anwendung der oben beschriebenen Reinigung hängt von dem anfänglichen Stickstoffgehalt, von dem Druck, bei welchem gereinigt wurde, und von der Heizdauer ab. Sehr große Bedeutung für den Reinigungsgrad des auf diese Weise gewonnenen Argons hat die Reinheit des verwandten Kalziums und das sorgfältige Entgasen des Ballons *B*. Die hohe Heiztemperatur erfordert die Verwendung schwer schmelzbaren Glases zur Anfertigung des Ballons *B*. Statt des Erwärmens im Ofen kann auch eine ständige Entladung zwischen einer in den Ballon eingeführten Elektrode und der Ca-Schicht an den Ballonwandungen angewandt werden[1]).

Die genaue prozentuale Bestimmung sehr geringer Beimischungen in Edelgasen (Hundertstel oder Tausendstel eines Prozentes) ist eine sehr schwere Aufgabe. Die in der Literatur beschriebenen Methoden beruhen meist auf dem Einfluß kleiner Beimengungen bei Entladungserscheinungen [121, 122] oder auf spektroskopischen Untersuchungen [138, 139].

Ähnlich wie bei dem aus der Luft gewonnenen Argon immer ein Stickstoffgehalt vorhanden ist, hat das auf demselben Wege gewonnene Neon immer einen Heliumzusatz und das Helium immer einen Neonzusatz. Die Trennung des Neons vom Helium, oder genauer gesagt, die Anreicherung des Neon-Heliumgemisches mit Neon oder umgekehrt mit Helium, kann durch fraktionierte Adsorption dieser Gase erreicht werden. Dies geschieht mit Kohle bei der Temperatur der flüssigen Luft und ist unter gewöhnlichen Laboratoriumsverhältnissen kaum durchführbar. Die Anwesenheit einer kleinen Menge von Neon im Helium und besonders von Helium im Neon macht sich jedoch nur sehr schwach bei den Gasentladungen bemerkbar. Deshalb ist eine zusätzliche Reinigung des Neons von Helium und umgekehrt in der Praxis der Gasentladungen fast nie erforderlich. Der Heliumgehalt in spektralreinem handelsüblichem Neon muß angegeben werden, er beträgt im allgemeinen 0,5—1%. Eine oft angewandte Methode zur Untersuchung von Entladungen in sehr reinem Gas ist die Verwendung von Quecksilberdampf als Gas bei ununterbrochenem Auspumpen der Entladungsröhre mit einer Quecksilberdiffusionspumpe.

Das Quecksilber muß sehr sauber sein und wird durch mehrfache Destillation von Fremdmetallen gereinigt [124]. Außer den verschiedenen Arten der Quecksilberreinigung, wie sie gewöhnlich in den Handbüchern der Vakuumtechnik beschrieben werden, empfiehlt es sich, den Quecksilberdampf durch ein Quarzröhrchen zu leiten, das bis auf eine Temperatur von 1000° C erhitzt wird. Nur bei dieser Temperatur zerfallen einige der organischen Metallverbindungen des Quecksilbers, die sich bei Berührung des Quecksilbers mit flüchtigen organischen Stoffen leicht bilden [123].

§ 5. Grundlegende Methoden zur Untersuchung von Gasentladungsvorgängen

Die Untersuchung verschiedener elektrischer Entladungsarten in Gasen beginnt mit der phänomenologischen Beschreibung des zu studierenden Entladungstyps und mit der Feststellung der Bedingungen, unter denen der gegebene Entladungstyp

---

[1]) Andere Methoden zur Reinigung des Argons siehe [119, 120, 134, 137].

auftritt. Diese Bedingungen schließen ein: Dichte (Druck) des Gases, Spannung an den Elektroden der Entladungsröhre, Stromstärke der Entladung, Abmessungen und geometrische Gestalt der Entladungsstrecke, Eigenschaft und Art der Kathode. Der nächste Schritt ist das Studium der Strom-Spannungs-Charakteristik der Entladung, Feststellung ihrer Form (fallend, ansteigend, steil oder flach) und weiterhin die Aufstellung ihrer empirischen Formeln. Diese Untersuchung erfordert lediglich die Messung des Entladungsstromes, der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden der Entladungsröhre und die Variierung der Parameter wie Gasdruck, Größe und Formen der Elektroden und Abmessungen der Entladungsröhre in genügend weiten Grenzen.

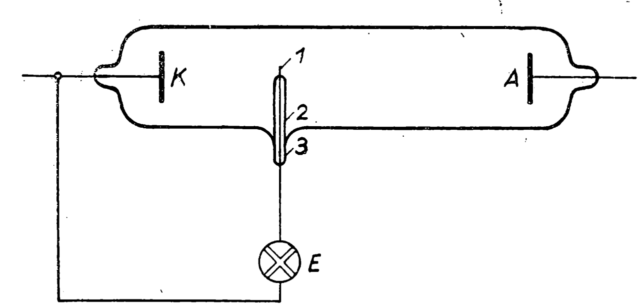


Abb. 33. Schaltschema einer einfachen Sonde. 1 — Freies Sondenende. 2 — Isolation (Glas). 3 — Einschmelzstelle der Sonde in die Entladungsröhre, K — Kathode, A — Anode, E — Elektrometer

Eine grobe Vorstellung über die Verteilung der Potentiale und Raumladungen in der Röhre vermittelt die Anwendung einer *einfachen kalten Sonde*. Sie besteht aus einem Draht, der bis auf eine freie Spitze isoliert in den Entladungsraum eingeführt wird und mit einem elektrostatischen Voltmeter oder Elektrometer verbunden ist (Abb. 33). Diese Methode führte z. B. zur Entdeckung und Messung des Kathodenfalls in der Glimmentladung. Eine solche Sonde nimmt nicht das Potential des sie umgebenden Gases an, sondern lädt sich negativ oder (in seltenen Fällen) positiv im Vergleich zur Umgebung auf, und zwar erfolgt diese Aufladung in Abhängigkeit von den Vorgängen im betreffenden Punkte der Entladungsröhre. Wegen der Konstanz der Entladungsparameter auf der ganzen Länge der positiven Säule der Glimmentladung gestattet die Anwendung der einfachen kalten Sonde, recht genau die Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten in der Achse der positiven Säule zu bestimmen. Daraus findet man den Potentialgradienten in der positiven Säule unabhängig davon, daß die Genauigkeit des wirklichen Potentials in jedem der Punkte nicht mehr als 10—15 Volt beträgt. Weite Verwendung fand die Methode der einfachen Sonde bei den Untersuchungen des elektrischen Feldes der Erdatmosphäre. Der Versuch hat gezeigt, daß eine Sonde in Gestalt einer kleinen Gasflamme das Potential der umgebenden Luft annimmt, wenn sie mit einem Elektrometer verbunden ist. Dieser Tatsache liegt die Ionisierung der Luft durch eine Flamme zugrunde. Die Theorie einer derartigen Sonde ist der Theorie der glühenden Sonde (siehe unten) analog. An Stelle der Flammensonden werden bei den Untersuchungen des Feldes der Erdatmosphäre auch einige andere Sondentypen verwendet (Wasserstrahlsonden, radioaktive Sonden usw.). Um jedoch Feinheiten der Potentialverteilung der Entladungsröhre zu messen, reicht die Anzeige der einfachen Sonde nicht aus und ist zu ungenau.

Frei von allen diesen Einschränkungen ist die *Methode der Sondencharakteristik*, welcher der § 4 des zehnten Kapitels gewidmet ist. Diese Methode gestattet die Fest-

stellung einiger innerer Parameter der Entladung, die eng mit den Elementarprozessen verbunden sind. Es handelt sich dabei um die Konzentration der freien Elektronen, den Ionisierungsgrad und die mittlere kinetische Energie der ungerichteten (Wärme-)Bewegung der Elektronen. Gleichzeitig gestattet die Methode der Sondencharakteristik, mit großer Genauigkeit die Potentialverteilung in der Entladungsstrecke festzustellen. Die Methode der Sondencharakteristik ist jedoch nur dann anwendbar und führt lediglich in solchen Entladungsgebieten zum Ziel, wo das ionisierte Gas ein Plasma darstellt und wo keine gerichteten Elektronenstrahlen vorhanden sind. Außerdem ist die Anwendbarkeit dieser Methode auf bestimmte Bereiche des Gasdruckes beschränkt. Für das Studium von Elementarprozessen ist die Methode der Sondencharakteristik unzulänglich, da sie keinen Hinweis auf die Konzentration angeregter Atome und Moleküle gibt. Frei von den Unzulänglichkeiten aller oben angeführten Methoden ist die *optische Methode.* Diese Methode beruht auf der spektralen Untersuchung der Gasentladung und umschließt sowohl die Feststellung der relativen Intensität verschiedener Spektrallinien als auch ihrer Breite und „Form". Vor allem wird die optische Methode zur Feststellung der Gastemperatur in der Entladungsröhre angewandt. Diese Feststellung erfolgt durch eine Messung der Verbreiterung von Spektrallinien infolge des DOPPLER-Effekts, der durch die Wärmebewegung der strahlenden Gaspartikel hervorgerufen wird. Eine andere Art der Temperaturmessung des strahlenden Gases beruht auf dem Gesetz der Verteilung der Strahlungsintensität zwischen den Linien einer einzelnen „Bande" eines Molekülspektrums (§ 12, Kap. XI). Die Ergebnisse dieser Messungen der Gastemperatur haben unsere Vorstellungen über die Temperaturverteilung und über die Elementarprozesse in der Bogenentladung bei großer Gasdichte bedeutend verändert. Die Intensitätsmessung einzelner Spektrallinien bei Anregung durch Elektronen mit bekannter Geschwindigkeit gestattet den Verlauf der Anregungsfunktion irgendeines gegebenen Energieniveaus des Gases in Abhängigkeit von der Elektronenenergie, durch die die Gasteilchen angeregt werden, festzustellen. Ist der Verlauf der Anregungsfunktion bekannt, so ergibt eine Intensitätsmessung der Gasentladung die Möglichkeit, die Konzentration der Teilchen zu bestimmen, die sich auf einem bestimmten Energieniveau der gegebenen Entladung befinden. Daraus können Schlüsse über die Anzahl der Elektronen, deren Geschwindigkeiten in einem mehr oder weniger engen Intervall liegen, gezogen werden. Ferner kann die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen beurteilt werden. Die Intensitätsmessung irgendeiner Linie im Absorptionsspektrum gibt uns die Möglichkeit, die Konzentration der angeregten Atome, die sich auf dem Energieniveau unterhalb dieser Linie befinden, festzustellen usw. Zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke im gegebenen Gebiet der Entladungsstrecke kann bei starken Feldern die Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Feld benutzt werden. Die Ergebnisse, die bei der Anwendung dieser Methoden erzielt worden sind, müssen jedoch im Fall eines hohen Gasdruckes mit Vorsicht gedeutet werden, da bei großer Gaspartikel- und Elektronenkonzentration die Feldstärke der Atomfelder (Mikrofelder) als Feldstärke des Entladungsfeldes gedeutet werden kann [16].

Als Apparaturen zur Anwendung der optischen Methode dienen Spektrographen, Spektralphotometer und ebenso Komparatoren und Mikrophotometer zum Vergleich der Schwärzung einzelner Spektrallinien, die auf den Photofilmen und Platten auftreten. Über Einzelheiten dieser Geräte verweisen wir den Leser auf die allgemeinen Lehrbücher der Physik und Optik und auf die speziellen Handbücher [1098].

Bei Gasentladungsuntersuchungen beginnt der *Kathodenstrahloszillograph* ein sich ständig erweiterndes Anwendungsgebiet zu erobern. Bei der Aufnahme eines Oszillogramms der Spannung zwischen Kathode und Anode oder der Wechselspannung an der Sonde werden die entsprechenden Elektroden mit den Ablenkplatten des Oszillographen unmittelbar über den Verstärker verbunden (Abb. 34). Bei der Oszillographie des Stromes wird die Spannung an den Enden eines entsprechend gewählten Widerstandes R abgenommen, der in den Stromkreis der Entladungsröhre oder der Sonde eingeschaltet wird. In vielen Fällen ist es zweckmäßig, Strom und Spannung gleichzeitig zu oszillographieren. Eine andere Methode bei der Anwendung der Oszillographen besteht im Oszillographieren der Strom- oder Spannungsimpulse, die durch Entladungsimpulse in einem besonderen Schwingungskreis erzeugt werden. Man benutzt diese Methode z. B. bei Untersuchungen von Gewitterentladungen in der Erdatmosphäre oder bei Untersuchungen der intermittierenden Koronaentladung. Zur Veranschaulichung bringen wir in Abb. 35 ein Schema, das zum Oszillographieren von Impulsentladungen an Spitzen vorgeschlagen wurde [2051, 2052].

Wir weisen noch auf das Oszillographieren von Strömen und Spannungen einer rasch das Entladungsgebiet durchquerenden Sonde hin. Diese Methode findet dann Anwendung, wenn ein längeres Verbleiben der Sonde im Gebiet der Entladungsstrecke zur Zerstörung der Sonde führen könnte.

Bei Untersuchungen der Entladung mit Wechselstrom nicht zu hoher Frequenz wendet man auch Schleifenoszillographen (Elektromagnetische Oszillographen) an. Auch zur Untersuchung von Einschwing- und Abklingprozessen, mit denen jede beliebige stationäre Entladung beginnt und endet, wird ein Oszillograph benötigt. Zum anderen hat eine Reihe von Versuchen gezeigt, daß in einer Entladung, die ein stationäres Äußeres hat, manchmal nichtstationäre Erscheinungen auftreten. Als

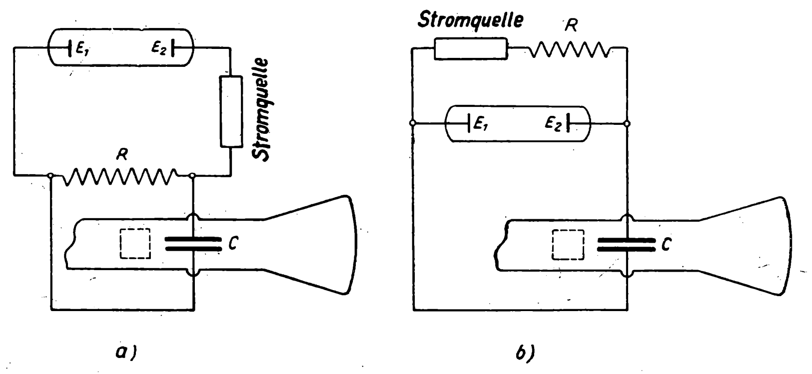


Abb. 34. Schaltung eines Oszillographen: *a*) Zum Oszillographieren des Stromes. b) Zum Oszillographieren der Spannung. C — Ablenkplatten des Oszillographen, E_1 und E_2 — Elektroden

Beispiel könnte man die Erscheinung sich bewegender Schichten in der positiven Säule der Glimmentladung anführen. Nicht selten erhält man neue Daten über Elementarprozesse in der Entladung durch Anwendung des Oszillographen bei einer raschen Änderung der Entladungsparameter, was leicht durch eine zusätzliche Wech-

selspannung an der stationären Entladungsstrecke erreicht wird. Unumgänglich wird der Oszillograph beim Studium von Impulsentladungen. Der Oszillograph findet auch noch andere Anwendung bei der Untersuchung von Entladungen.

Beim Studium von Wechselstrom-Gasentladungen können die *stroboskopischen Beobachtungsmethoden* von großem Nutzen sein. So kann zum Beispiel im Falle einer Entladung mit intensiver Strahlung nicht auf die Temperatur der glühenden

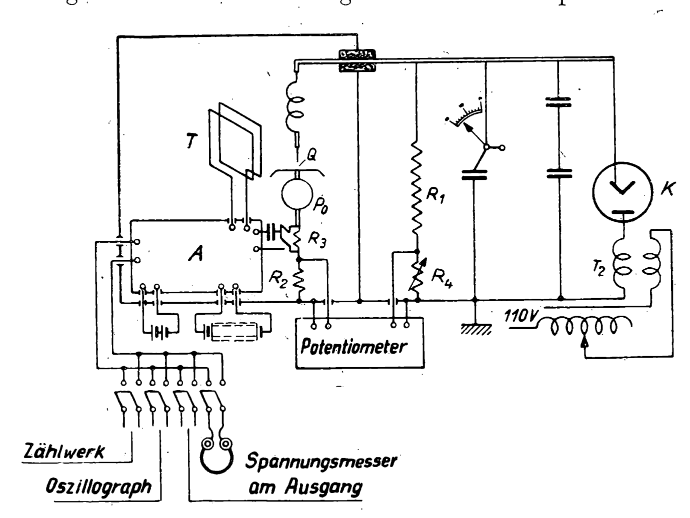


Abb. 35. TRICHEL-Anordnung zum Oszillographieren von Impulsentladungen zwischen einer spitzen und einer ebenen Ektrode. Q — Entladungsstrecke; T— Schwingkreis zum induktiven Nachweis des Entladungsimpulses in Q; R_3 — Widerstand, von dessen Enden die Spannung auf die Ablenkplatten gegeben wird; A — Verstärker; P_0 — Galvanometer; R_2 — Widerstand, an dessen Enden mit einem Potentiometer die Spannung zur Bestimmung des Stromes durch Q gemessen wird; R_1 und R_1 — veränderliche Widerstände zur Messung der Hochspannung vom Gleichrichter (T_2 und K)

Kohle visuell oder mittels eines Pyrometers geschlossen werden. Diese Schwierigkeit kann man beseitigen, indem man eine Entladung mit pulsierendem (Gleich-) Strom betreibt und die Kathode durch eine Scheibe mit Öffnungen beobachtet, die sich synchron mit dem Stromimpuls dreht und die Kathode nur während der Halbperiode des Stromes zu sehen gestattet, während der die Entladungsstrecke nicht leuchtet. Die zur visuellen Entladungsbeobachtung notwendige meist einfache stroboskopische Einrichtung besteht aus einem sogenannten Drehspiegel, der in Abb. 36 gezeigt ist. Er wird von einer Anzahl von Spiegeln gebildet, die auf den Flächen eines Polyeders, das um seine Achse gedreht werden kann, verteilt sind. Wird eine Entladung mit Wechselstrom niedriger Frequenz durch einen solchen Drehspiegel betrachtet, so sieht das Auge eine Reihe aufeinanderfolgender Bilder der Entladungsstrecke, die abwechselnd jeder Stromrichtung entsprechen. Bei einer ununterbrochenen, jedoch nichtstationären Entladung sieht man im rotierenden Spiegel einen kontinuierlichen Streifen mit veränderlichen Umrissen oder wechselnder Helligkeit und Farbe. Nach diesen Veränderungen kann man über den

Prozeßverlauf in der Entladung urteilen. Beim Studium schneller Prozesse, in Impulsentladungen, Funkenentladungen und bei Blitzen hat das Photographieren dieser nichtstationären Prozesse mit einer Kamera mit rotierenden Objektiven (BOYC-Kamera) [1874] große Bedeutung gewonnen.

Zum Studium der Anfangsstadien einer selbständigen Entladung erwies sich die WILSON-Kammer als sehr nützlich. Sie ermöglichte es, das Anwachsen der Elektronenlawinen zu beobachten und die Umwandlung dieser Lawinen in sogenannte „Streamer" (Funkenkanäle) zu entdecken. Da in der WILSON-Kammer einzelne

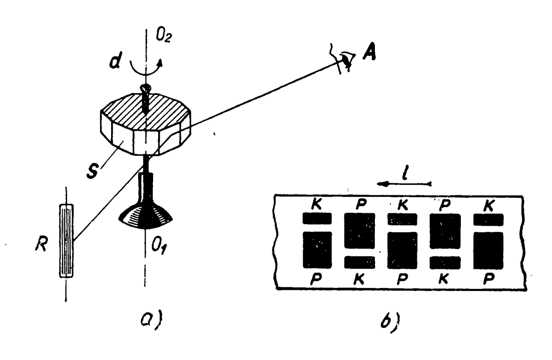


Abb. 36. Versuchsanordnung mit rotierenden Spiegeln.
a) R — Entladungsröhre, S — rotierende Spiegel, A — Auge des Beobachters; O_2 und O_1 — Drehachse; der Pfeil d zeigt die Drehrichtung an; b) das vom Beobachter gesehene Bild einer Glimmentladung mit 50 Hz Wechselstrom bei 100/N Umdrehungen pro s, falls die Zahl der Spiegel gleich N ist. Die in 0,1 s aufeinanderfolgenden Bilder (in Richtung des Pfeiles l) sind wegen der Trägheit des Auges gleichzeitig zu sehen

Ionen als Kondensationskerne der Nebeltropfen auftreten und die Ausweitung des ganzen Nebelstreifens den Weg des ionisierenden Teilchens kennzeichnet, so gestattet uns die Anwendung dieser Methode eine Reihe direkter Schlüsse über die Elementarprozesse zu ziehen, welche im Anfangsstadium der Entladung stattfinden (siehe Kap. XVIII). Es soll hier noch eine Methode zur Bestimmung des Potentials im gegebenen Entladungspunkt, und zwar die *Glühsonden-Methode*, beschrieben werden. Sie wurde von SEMJONOW und WALTER [142] und ebenfalls von LANGMUIR [141] vorgeschlagen.

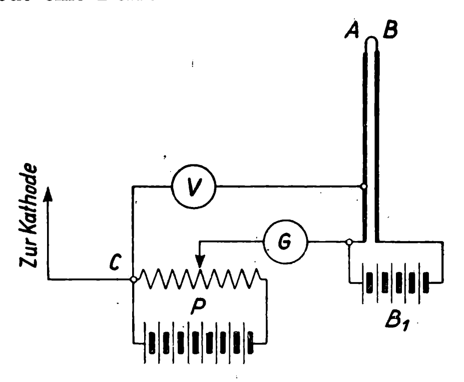


Abb. 37. Schaltbild einer Glühsonde

In einem gegebenen Punkt einer kleinen Entladungsröhre befestigen wir eine Schleife aus Wolframdraht AB (Abb. 37) mit zwei getrennten Glasdurchführungen. Bringen wir den Faden mit der Batterie B_1 zum Glühen, so wird von der Oberfläche des Drahtes AB eine thermische Elektronenemission ausgehen. Am Ende des Fadens A befestigen wir den Schleifer des Potentiometers P, dessen Punkt C unmittelbar mit der Kathode verbunden ist. Wird der Potentiometerschleifer verstellt, so ändert sich das Potential des Punktes A in bezug auf die Kathode und ebenso in bezug auf das den Faden AB umgebende Gas. Ist das Fadenpotential höher als das

Potential des Plasmas, so werden die Elektronen aus AB nicht in das Gas fliegen. Sie werden zum Faden AB zurückkehren, und das Instrument G kann uns keinerlei Emissionsstrom anzeigen. Ist das Potential AB dagegen niedriger als das des umgebenden Plasmas, so zeigt das Instrument G einen Emissionsstrom an. Zur Bestimmung des Potentials in einem bestimmten Plasmapunkt in bezug auf die Kathode muß die Anzeige des Voltmeters V abgelesen werden, bei der das Instrument G den Emissionsstrom anzuzeigen beginnt. Außer dem Emissionsstrom fließen durch die Glühsonde Ströme, deren Ursache die Wärmebewegung der Ionen und Elektronen ist. Diese Ströme sind von der Sondentemperatur unabhängig.

Die Messung mit Glühsonden erfordert die Aufnahme von zwei Strom-Spannungs-Charakteristiken der Sonde, eine bei kaltem Faden und eine bei merklicher Elektronenemission des glühenden Fadens. Das Potential, bei dem beide Kurven auseinanderlaufen, ist das gesuchte Gaspotential. Die Genauigkeit der Potentialbestimmung ist um so größer, je kleiner der Potentialabfall längs des Fadens AB ist. Bei Anwendung dieser Methode muß der Faden AB, der von Raumladungen umgeben ist, vom unmittelbaren Einfluß der Anode und Kathode geschützt werden. Bei genauen Messungen ist es notwendig, die konstante Potentialdifferenz zwischen dem glühenden Material des Fadens AB und dem Material der Elektrode, mit der die Sonde durch das Potentiometer verbunden ist, zu berücksichtigen.

Semjonow und Walter wandten ihre Methode für Gase bei Atmosphärendruck an und benutzten sie zur experimentellen Bestimmung der räumlichen Potentialverteilung um Leiter und Isolatoren von komplizierter Form.

Wir wollen noch eine weitere Untersuchungsmethode von Gasentladungen betrachten, und zwar den Einfluß von Magnetfeldern auf die Entladung oder auf einzelne Entladungsgebiete [1036—1040]. Eine solche Beeinflussung bewirkt nicht nur eine Veränderung der Mikroentladungsparameter, sondern ändert auch von Grund auf die Gestalt der Sondencharakteristiken und die Strahlung der Entladung. Die

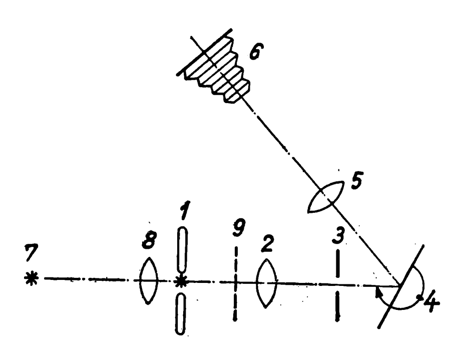


Abb. 38. Versuchsanordnung zur Untersuchung der Ausweitungsgeschwindigkeit des Funkenkanals: 1 — Funke zwischen horizontalen Aluminiumelektroden (Entladungsstrecke ≈ 6 mm); 2 — Objektiv zur Projektion des Funkens auf den vertikalen Spalt 3. Nach der Reflexion am Spiegel 4 und dem Durchgang durch das Objektiv 5 wird der Spalt auf der Photoplatte 6 photographiert. Zur Erzielung einer Halbschattenaufnahme des Kanalgebietes wird ein Hilfssystem angewandt; der beleuchtende Funke 7, das Objektiv 8 und das horizontale Gitter 9. Der Spiegel 4 macht 6000 U/min. Der Funkeneinsatz wird durch die rotierende Spiegelachse gesteuert

genauesten Ergebnisse bei der Untersuchung von Entladungen sind offenbar erst bei gleichzeitiger Anwendung und zweckmäßiger Kombination einer Reihe verschiedener Methoden zu erwarten.

Die Erforschung elektrischer Ströme in der Erdatmosphäre, der Potentialverteilung an verschiedenen Punkten und ebenso der Ionisierung atmosphärischer Luft

sowie der Natur der sich hier bildenden Ionen ist ein besonderes Gebiet der atmosphärischen Elektrizität. Auf diesem Gebiet wurde eine spezielle Forschungsmethode ausgearbeitet, die ausführlich in der Literatur [1902—1994] behandelt wurde.

Bei Untersuchungen der Ausdehnungsgeschwindigkeit des Funkenkanals haben die sowjetischen Physiker S. L. MANDELSTAMM, DRABKINA, GEGETSCHKORI und ABRAMSON erfolgreich die optische Methode der Halbschattenprojektion von TOEPLER angewandt. Diese Methode benutzten sie in unmittelbarer Verbindung mit einem rotierenden Spiegel. Der zu untersuchende Funke wurde durch einen anderen „beleuchtenden" Funken durchleuchtet. Auf der Platte des Photoapparates, dessen Brennpunkt auf das Bild des untersuchten Funkens eingestellt war, wurden im rotierenden Spiegel deutlich die Front der vom Funken hervorgerufenen Stoßwelle (Kopfwelle) und einige andere Einzelheiten des Aufbaues eines Funkenkanals sowie der umliegenden Gebiete sichtbar [1973]. Die Versuchsanordnung ist in Abb. 38 dargestellt.

Von den speziellen Verfahren, die zur Untersuchung von Gasentladungen angewandt werden, wollen wir folgende erwähnen:

Anwendung beweglicher Sonden

Die Durchführung A der Sonde S wird gewöhnlich in einem Ansatz W angebracht, der an die Entladungsröhre T angeschmolzen ist (Abb. 39a). Die unbewegliche Durchführung ist mit der Sonde durch einen biegsamen Draht P verbunden. Die Sonde, die verschieden ausgebildet sein kann, ist in einem Glaszylinder B befestigt, der sich in W bewegen läßt. Die Verschiebung der Sonde in der Röhre wird durch einen Eisenbolzen E vorgenommen, der an der Sonde befestigt ist und mit einem Elektromagneten von außen bewegt wird. Eine andere Form der beweglichen Sonde ist in Abb. 39b dargestellt. Die teilweise mit Glas isolierte Sonde wird durch einen Schliff geführt. Eine Verdrehung des Schliffes ändert die Sondenlage in der Röhre. Ähnliche Einrichtungen benutzt man auch bei beweglichen Elektroden.

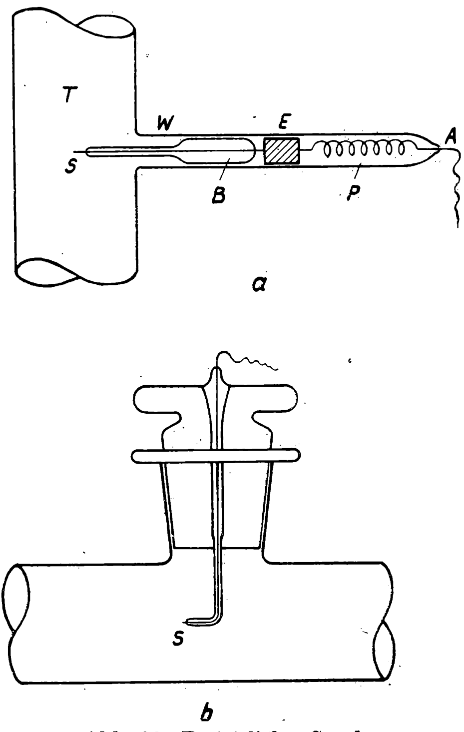


Abb. 39. Bewegliche Sonden

Änderung des Druckes oder der Gaszusammensetzung in der Entladungsröhre

Die Untersuchung von Entladungen an einer Pumpanlage, mit der man Druck und Zusammensetzung des Gases durch Anwendung von Hähnen und Pumpen ändern könnte, ist unbequem. Sie sichert nicht immer die Konstanz der Versuchsbedingungen

und bietet keine volle Garantie gegen das Eindringen von Luft in die Röhre über die geschliffenen Flächen der gläsernen Hähne. Den Gasdruck in einer abgeschmolzenen Röhre kann man bei Untersuchungen von Dämpfen irgendeines Stoffes leicht ändern. Zu diesem Zweck wird die Untersuchung von gesättigten Dämpfen der flüssigen oder festen Phase durchgeführt. Der Dampfdruck wird durch die Temperatur des flüssigen

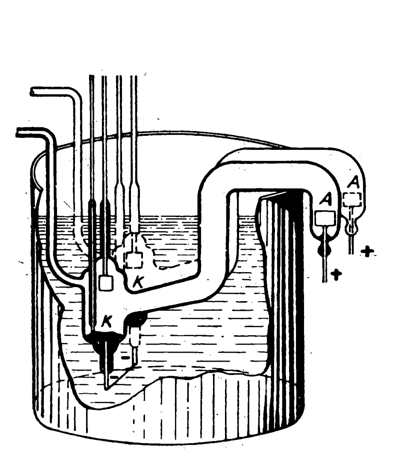


Abb. 40. Entladungsgefäße mit Quecksilberkathoden in einem Wasserbad

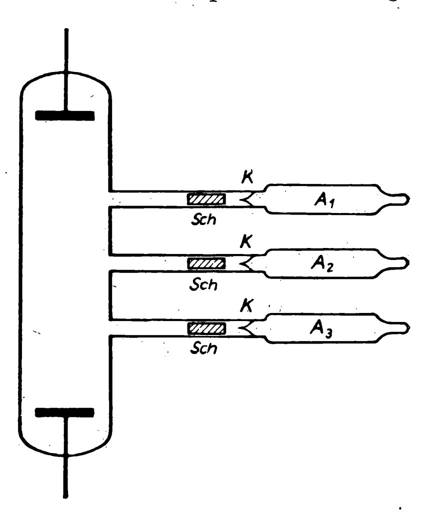


Abb. 41. Entladungsröhre mit seitlich angesetzten Kolben zur Veränderung des Druckes oder der Beimischungen zum Grundgas

oder festen Stoffes reguliert. Letzterer wird gewöhnlich in einem besonderen Ansatz der Entladungsröhre untergebracht. Damit die Dämpfe nicht in den anderen Teilen der Röhre kondensieren und damit der Dampfdruck der Temperatur des Ansatzes entspricht, muß die Temperatur sämtlicher Röhrenteile höher sein als die Temperatur des Gefäßansatzes. Besser ist es jedoch, die gesamte Röhre in einer Substanz mit entsprechend konstanter Temperatur unterzubringen, da sich so eine größere Garantie bietet, daß der Druck den geforderten Wert beibehält (Abb. 40). Diese Methode wendet man bei der Arbeit mit Metalldämpfen an, die eine niedrige Schmelztemperatur haben, so z. B. bei Natrium- oder Kaliumdämpfen und speziell bei der Untersuchung von Quecksilberdampf-Entladungen. Die Röhrentemperatur wird durch Kühlmittel, z. B. Kältemischungen oder fließendes Wasser und bei höheren Temperaturen durch Thermostaten, die die Temperatur eines elektrischen Ofens regulieren, aufrechterhalten.

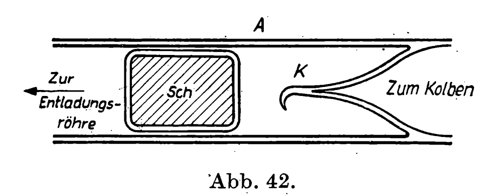


Abb. 42.

Eine andere Methode, den Gasdruck oder die Konzentration dieser oder jener Beimischung im Grundgas zu verändern, ist die Anwendung einer Entladungsröhre mit

seitlich angeschmolzenen Kolben A_1, A_2, A_3, ..., in denen ein Vorrat des Grundgases oder der Beimischungen unter einem bestimmten, vorher berechneten Druck (Abb. 41) vorhanden ist. Das Kolbenvolumen ist vom Röhrenvolumen durch die zugeschmolzene Kapillare K getrennt, die im Innern der Röhre eingesetzt ist, durch welche die Entladungsröhre mit dem Seitenkolben verbunden wird (Abb. 42). Neben der Kapillare K ist ein Schlagbolzen Sch angesetzt, der mit einer Glashülle umgeben ist, um Gasausscheidungen aus dem Eisen zu verhindern. Dieses Eisen dient zum Aufschlagen der Kapillare und wird von außen durch einen Magneten (meist Eektromagnet) bewegt. Das Füllen der Seitenkolben mit dem gewünschten Gas erfolgt mit den üblichen Mitteln durch einen anderen Ansatz an jedem Seitenkolben vor dem Anschmelzen an die Entladungsröhre. Man kann den Druck in der Entladungsröhre vermindern, indem man das Kapillarende im Röhrchen zerschlägt, das die Entladungsröhre mit einem vorher evakuierten Kolben bestimmten Volumens verbindet.

Ebene Elektroden mit homogenem Feld

Bei der Untersuchung der Zündspannung einer Entladung, d. h. der Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode, bei der die Entladung von der unselbständigen zur selbständigen übergeht, liegt theoretisch der einfachste Fall dann vor, wenn es sich um parallel zueinander liegende, ebene Elektroden handelt, zwischen denen ein homogenes Feld herrscht. Wie die Abmessungen der ebenen Elektroden auch sein mögen, die experimentelle Untersuchung wird immer durch Randeffekte gestört. An den Rändern der ebenen Elektroden ist die Feldstärke größer als im homogenen

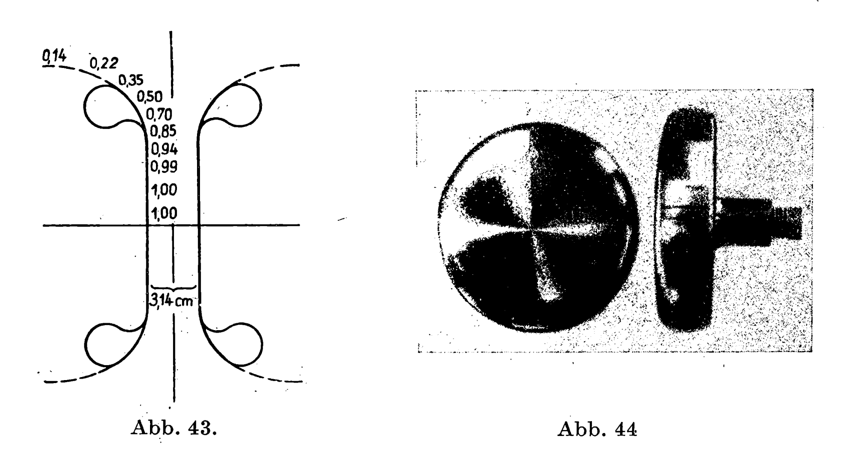


Abb. 43. Abb. 44

Feld eines unendlich großen Kondensators. Die Benutzung von Schutzringen ist in diesem Fall unmöglich, da die Entladung zwischen den Rändern der Schutzringe erfolgen wird und das Gas zwischen den Grundelektroden eine vorzeitige Ionisation erfährt. Ausgehend von der geometrischen Konfiguration des Feldes eines ebenen Kondensators endlicher Abmessungen, die noch von MAXWELL ermittelt worden ist, hat man eine besondere Elektrodenform vorgeschlagen, bei der die Feldstärke an jedem beliebigen Punkt der Elektrodenoberfläche geringer als in ihrer Mitte ist

(es werden also die sogenannten „Randeffekte“ beseitigt) [143]. Diese Elektroden bestehen aus zwei einander gegenüberliegenden gleichen Rotationskörpern. Das Profil dieser Elektroden ist [144] für eine Entfernung von 3,14 cm zwischen den Elektroden berechnet (siehe Abb. 43). Die an verschiedenen Punkten stehenden Zahlen zeigen das Verhältnis der Feldstärke am gegebenen Punkt zur Feldstärke an der gemeinsamen Elektrodenachse an. Bei genügendem Abstand von der Elektrodenmitte braucht bei der Anfertigung der Elektroden die theoretische Kurve (punktiert) nicht eingehalten zu werden, sondern man kann die Ränder abrunden, wie es die ausgezogene Kurve in Abb. 43 zeigt. Die Form solcher Elektroden und ihr Durchmesser sind von ihrem Abstand abhängig. Man kann zwei Elektroden, die für einen großen Abstand berechnet sind, ohne weiteres einander nähern. Bei der Entfernung der Elektroden voneinander über das berechnete Maß hinaus kann jedoch nicht garantiert werden, daß kein vorzeitiger Durchbruch an den Rändern erfolgt. In Abb. 44 ist das Aussehen solcher Elektroden gezeigt.

III. Thermische Elektronenemission und Feldemission (Kaltemission)

§ 1. Thermische Elektronenemission

Die thermische Elektronenemission wurde erstmals von Edison im Jahre 1881 festgestellt. Bei verschiedenen Versuchen mit Kohlefadenlampen fertigte er eine Lampe, die im evakuierten Kolben außer dem Faden K (Abb. 45) noch eine Metallplatte A enthielt, von der die Leitung P nach außen führte. Wenn man die Leitung P über das Galvanometer G mit dem positiven Fadenende verbindet, so fließt ein Strom durch das Galvanometer. Verbindet man die Leitung P mit dem negativen Fadenende, so zeigt das Galvanometer keinerlei Stromdurchgang an. Diese Erscheinung wurde Edison-Effekt genannt. Flemming führte in die beschriebene Schaltung zusätzlich eine Batterie ein. Er legte sie in den Kreis der Platte A und zeigte, daß ein elektrischer Strom im Vakuum zwischen Faden und Platte A immer dann auftritt, wenn die Platte A positives Potential in bezug auf den Faden hat. Elster und Geitel zeigten, daß die einen weißglühenden Metalldraht umgebende Luft negativ geladen wird, wobei die negative Ladung sich mit der Luft bewegt, z. B. beim Durchblasen derselben durch eine Röhre. Bei diesen Versuchen scheint es, als produziere das glühende Drahtstück von sich aus die negativen elektrischen Ladungen.

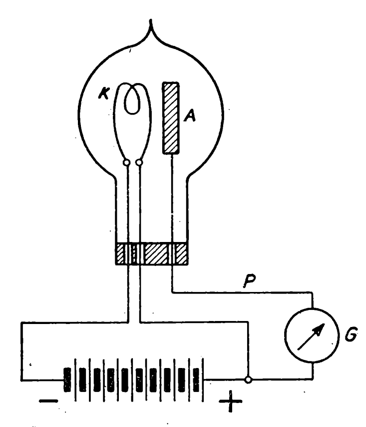


Abb. 45. Anordnung zum Nachweis des Edison-Effekts

J. J. Thomson [22—24] stellte 1897 bei der Messung von Kathodenstrahlablenkungen in

elektrischen und magnetischen Feldern fest, daß das Verhältnis der Ladungs-„Korpuskeln", welche die elektrische Ladung in den Kathodenstrahlen tragen, zu ihrer Masse um ein Vielfaches größer ist als das Verhältnis der Ladung der Wasserstoffionen zur Masse der Ionen bei der Elektrolyse. Die Ladungen der Korpuskeln wurden von THOMSON nach der Senkungsmethode mit Nebeltropfen bestimmt, die sich in der WILSON-Kammer um geladene Teilchen bilden und die sich gleich der Ladung des Wasserstoffions bei der Elektrolyse erweisen. Als zweckmäßiger erwies es sich, nicht Kathodenstrahlen zu benutzen, sondern Korpuskeln, die die negativen Ladungen einer mit ultraviolettem Licht beleuchteten Metallfläche oder der Oberfläche eines glühenden Metall- oder Kohlefadens übertragen. Um zu zeigen, daß es sich bei diesen Versuchen um die gleichen Korpuskeln wie in den Kathodenstrahlen handelt, stellte THOMSON ihr $\frac{e}{m}$-Verhältnis fest und fand, indem er ihre Bewegungen im elektrischen und magnetischen Feld beobachtete, daß dieses dem $\frac{e}{m}$-Verhältnis bei Kathodenstrahlen entsprach. Daraus kam er zu der Schlußfolgerung, daß die Natur der Korpuskeln oder *Elektronen*, wie wir sie jetzt nennen, ein und dieselbe ist. Später wurden die Messungen von $\frac{e}{m}$ und e mit großer Meßgenauigkeit wiederholt. In den Grenzen dieser Genauigkeit erwiesen sich diese Messungen für Partikel, die von glühenden Körpern ausgesandt werden, gleich dem $\frac{e}{m}$ und e der Elektronen. So fanden die oben beschriebenen Vorgänge ihre Erklärung: Von der Oberfläche eines jeden stark glühenden Metalls treten in großer Menge Elektronen aus. Im EDISON-Effekt übertragen die Elektronen negative Ladungen vom glühenden Faden zu der positiven Elektrode. In den Versuchen von ELSTER und GEITEL ist der Elektronenaustritt die Ursache für die negative Aufladung des Gases. Der Elektronenaustritt aus glühenden Metallen und ebenso aus anderen Körpern im Hochvakuum oder in Gasen erhielt den Namen *thermische Elektronenemission bzw. Thermoelektronenemission*. Manchmal wird auch der Name *Thermoionenemission* angewandt [149, 152]. Heute ist der Begriff „Thermoionenemission" jedoch erweitert worden und umfaßt auch das Austreten positiver Ionen aus einem Körper.

Die Abhängigkeit der Stromdichte von der Temperatur bei der Thermoelektronenemission wurde von RICHARDSON theoretisch festgestellt und durch Versuche geprüft [148]. Er gab zwei theoretische Deutungen dieser Abhängigkeit an. Die erste Deutung beruht auf den Vorstellungen der Elektronentheorie der Metalle, die zur Erklärung der elektrischen Leitfähigkeit und der Wärmeleitfähigkeit von Metallen, des Kontaktpotentials, des HALL-Effekts usw. aufgestellt wurden. Nach dieser Theorie befinden sich in den Metallen außer jenen Elektronen, die fest an die Atome gebunden sind, eine große Anzahl freier Elektronen[1]), die sich im Metall ähnlich wie Gasmoleküle in einem Gefäß bewegen. In der ursprünglichen Elektronentheorie hielt man alle Beziehungen und Gesetze, die sich für die Moleküle aus der kinetischen Theorie ergeben, auch für auf die Elektronen anwendbar, insbesondere die MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung.

---

[1]) Da ein Metall als Ganzes ungeladen ist, finden sich in ihm neben den freien Elektronen positive Ionen, d. h. Atome, aus denen sich Elektronen gelöst haben. Ihre Wärmebewegung läuft auf Schwingungen um eine bestimmte Gleichgewichtslage im Kristallgitter hinaus.

Wenn ein Elektron an die Grenze von Metall und Vakuum kommt, ist die Resultierende aller Anziehungskräfte auf das Elektron von seiten der positiven Metallionen zum Inneren des Metalls gerichtet und hindert somit das Elektron am Weiterfliegen ins Vakuum. Wenn jedoch die Energie des Elektrons genügend groß ist, so wird es die rücktreibende Kraft überwinden und das Metall verlassen. Je höher die Temperatur des Metalles ist, desto größer ist die Anzahl der Elektronen, die über die Grenze des Metalls in das Vakuum zu dringen vermögen, d. h., um so größer ist die Thermoelektronenemission. Dieser Prozeß ist dem Prozeß der Verdampfung von Flüssigkeit analog: Es gehen lediglich diejenigen Moleküle in Dampf über, die eine genügend große Geschwindigkeit haben. Die Arbeit, welche das einzelne Elektron beim Austritt leistet, wird *Elektronenaustrittsarbeit* genannt. Diese Arbeit stellt für jedes Metall eine konstante charakteristische Größe dar. Man kann sie in erg messen, doch gibt man sie gewöhnlich in Elektronenvolt an, d. h., man gibt die Potentialdifferenz in Volt an, welche das Elektron durchlaufen müßte, um eine der Austrittsarbeit gleiche kinetische Energie zu gewinnen. Wenn φ_e die Arbeit des Elektrons in erg, φ dieselbe in Elektronenvolt und e die Elektronenladung in absoluten elektrostatischen Einheiten ist, so ist

$$\varphi_e = \frac{1}{300}\, e\, \varphi\,. \tag{9}$$

Bleibt eine Flüssigkeit mit ihrem gesättigten Dampf in Berührung, so gehen einzelne Moleküle in Dampf über, andere kehren in die Flüssigkeit zurück. Die Dampfdichte stellt sich so ein, daß die Anzahl der in Dampf übergehenden Moleküle gleich der Anzahl der in die Flüssigkeit zurückkehrenden Moleküle ist. Bei der Elektronenemission geht dasselbe vor sich: Wenn die Elektronen nicht von der Oberfläche des Metalles durch ein elektrisches Feld entfernt werden, stellt sich ein Gleichgewicht zwischen den die Oberfläche des Metalls in der Zeiteinheit verlassenden Elektronen und der Anzahl der in das Metall zurückkehrenden ein. Das „Elektronengas“ im Raum um das Metall ist „gesättigt“. Die Austrittsarbeit der Elektronen entspricht der latenten Verdampfungswärme der Flüssigkeitsmoleküle. Die Flüssigkeit kühlt bei rascher Verdampfung ab. Die gleiche Abkühlung erfährt der glühende, Elektronen emittierende Faden beim Abzug der Elektronen durch ein äußeres elektrisches Feld.

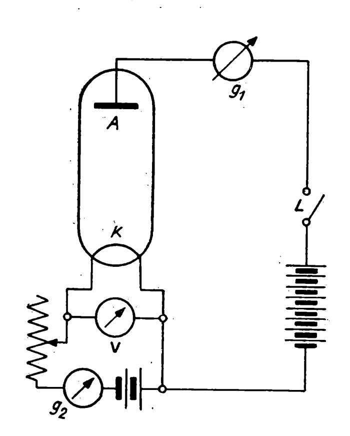


Abb. 46. Versuchsanordnung von DAVISSON und GERMER: g_1 — zur Messung des Emissionsstromes; g_2 — zur Messung des Heizstroms; V — zur Messung der Heizspannung

Die elektrische Schaltung (Abb. 46) sei so angelegt, daß man durch Kontakt L an die Anode A der Diode eine zur Entfernung aller aus dem glühenden Faden K austretenden Elektronen genügende Spannung legen kann (Sättigungsstrom). Wir werden feststellen, daß die Glut und damit auch die Fadentemperatur bei jedem Schließen merklich abnehmen wird, umgekehrt wird sich beim Öffnen die Temperatur vergrößern. Ohne ein äußeres Feld (d. h. bei geöffnetem Kontakt) werden die Elektronen nicht von der Fadenoberfläche entfernt. Die in das Metall zurückkehrende Anzahl von Elek-

tronen ist gleich der in das Vakuum tretenden Anzahl von Elektronen. Nach dem Schließen des Kontaktes werden sämtliche aus dem Metall austretenden Elektronen vom elektrischen Feld abgezogen. Es bleibt lediglich der gerichtete Strom aus dem Metall in das Vakuum. Im Endergebnis wird die von den Elektronen, welche im Metall eine zur Bewältigung der Austrittsarbeit genügende Geschwindigkeit entwickeln, transportierte Energie nicht ersetzt, da die Geschwindigkeit der Wärmebewegung der durch den Stromkreis ALK in den Faden zurückkehrenden Elektronen nur der Temperatur des Leiters entspricht. Sie ist daher viel geringer als die Geschwindigkeit der thermisch emittierten Elektronen. Wenn der Stromkreis geschlossen ist, kommt dieser Energieverbrauch zum Wärmeverlust durch die Wärmeleitfähigkeit der Fadenenden und zur Abstrahlung hinzu. Dies ist der Grund, weshalb die Fadentemperatur bei geschlossenem Stromkreis und Emissionsstrom niedriger als bei geöffnetem Kontakt ist.

Die Elektronentheorie in ihrer ursprünglichen Fassung erwies sich als ungenügend, um einige an Metallen beobachtete Erscheinungen zu erklären. Insbesondere konnte mit diesen einfachen Vorstellungen die Erscheinung der Supraleitung nicht erklärt werden, es konnte keine Berechnung der spezifischen Wärme von Metallen in Einklang mit dem Versuch durchgeführt werden. Bei dem heute erreichten Grad objektiver Realität, auf dem sich unsere Erkenntnis befindet, haben wir über die Vorgänge im Metall und überhaupt von Atom- und Elektronenprozessen bereits andere Vorstellungen. So wissen wir, daß die positiven Metallionen in den Gitterpunkten eines bestimmten regelmäßigen Raumgitters verteilt sind, daß die Ionenschwingungen um die Gleichgewichtslage den Gesetzen der Quantenphysik unterliegen und im Grunde die Wärmekapazität der Metalle bedingen, daß dieselben Quantengesetze der Wechselwirkung von Atomen und Elektronen gerecht werden, ebenfalls die Elektronenbewegung im Metall und im Gasmolekül bestimmen, und letzten Endes, daß die Elektronen sowohl Wellennatur als auch Korpuskelnatur besitzen. Die frühere Vorstellung über freie Elektronen und über ihre Bewegung, bei der die Wechselwirkung der Elektronen mit den Ionen und den Atomen nicht berücksichtigt wurde und die Quantengesetze unbekannt waren, kann den Physiker nicht mehr befriedigen. Aber auch alle neuen, vervollkommneten Modifizierungen der Elektronentheorie nehmen an:

1. daß in Metallen Elektronen existieren, die sich auf irgendeine Art durch das gesamte Metall bewegen,

2. daß bei einer Temperaturerhöhung die Geschwindigkeit der Elektronen vergrößert wird,

3. daß das Elektron bei seinem Austritt aus der Metalloberfläche eine gewisse Arbeit auf Kosten seiner Bewegungsenergie leisten muß.

Obwohl Richardson bei der Aufstellung der Formel der Emissionsstromdichte i in Abhängigkeit von der Temperatur nur von der Elektronentheorie der Metalle in ihrer ursprünglichen, unvollkommenen Form ausgehen konnte, spiegeln seine Überlegungen und Ausführungen recht gut die realen Tatsachen wider und führten zu einer Funktion $i(T)$, die sich gut mit den Versuchsergebnissen deckt.

§ 2. Die erste Richardsonsche Formel

Nach den Gesetzen der kinetischen Gastheorie drückt sich die Anzahl der Moleküle dn_1 der Volumeneinheit eines idealen Gases, die Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der Achsen X, Y, Z im Intervall von u bis $u + du$, von v bis $v + dv$ und von w bis $w + dw$ besitzen, auf folgende Art aus: Wenn die Gesamtzahl der Gasmoleküle in einem Volumen n ist und die Masse eines jeden Moleküls m, so ist

$$dn_1 = \left(\frac{qm}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} n\, e^{-qm(u^2+v^2+w^2)} \cdot du \cdot dv \cdot dw\,, \tag{10}$$

wobei

$$q = \frac{1}{2kT}\cdot \tag{11}$$

Richardson wendet die Gleichung (10) auf freie Elektronen innerhalb des Metalls an, legt die X-Achse senkrecht zur Metalloberfläche und zählt die Elektronen dN_1, deren Geschwindigkeiten in dem obigen Intervall liegen und die die Flächeneinheit der Metalloberfläche in der Zeiteinheit erreichen. Wir wählen auf der Grenze Metall—umgebendes Medium ein Oberflächenelement $\Delta\sigma$ aus (Abb. 47) und errichten auf dieser Fläche als Grundfläche einen zylindrischen Körper mit Mantellinien, die der von uns gewählten Elektronengeschwindigkeit parallel sind und eine Höhe $u\,\Delta t$ haben, wobei Δt das Zeitelement ist. Es ist leicht einzusehen, daß auf die von uns ausgewählte Fläche nur diejenigen Elektronen auftreffen werden, welche den von uns gewählten Wert und die Geschwindigkeitsrichtung besitzen, die am Beginn des Zeitelements Δt innerhalb des von uns errichteten Zylinders bestand. Ein beliebiges anderes Elektron wird entweder nicht bis zur Grenze Metall—umgebendes Medium vordringen oder diese Grenze an einem Punkt erreichen, der außerhalb des Elementes $\Delta\sigma$ liegt. Wenn dn_1 die Gesamtzahl der Elektronen mit den Komponenten u, v und w in der Volumeneinheit ist, so befinden sich im Zylindervolumen $u \cdot \Delta t \cdot \Delta\sigma \cdot dn_1$ Elektronen. Folglich werden in der Zeit Δt gerade $u\,\Delta t \cdot \Delta\sigma\, dn_1$ Elektronen mit den Geschwindigkeitskomponenten u, v, w auf die Fläche $\Delta\sigma$ auftreffen, in der Zeiteinheit also $u \cdot \Delta\sigma \cdot dn_1$. Die Anzahl der Elektronen mit den gegebenen Geschwindigkeitskomponenten, welche auf 1 cm^2 unserer Grenzfläche in derselben Zeit auftrifft, beträgt jedoch

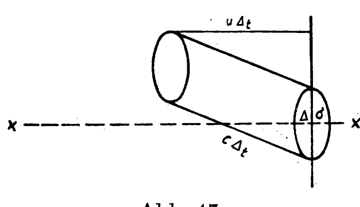


Abb. 47.

$$dN_1 = u\, dn_1\,. \tag{12}$$

Diese Überlegung hat allgemeine Gültigkeit und kann auf eine beliebige Anzahl von Partikeln mit den Geschwindigkeitskomponenten u, v, w angewandt werden, die senkrecht zur X-Achse durch eine Fläche von 1 cm^2 treten. Dies ist unabhängig davon, ob wir es mit einer gerichteten oder ungerichteten Bewegung der Mehrzahl der Partikel zu tun haben.

Nach Richardson führt der Ausdruck (12) zu folgender Beziehung

$$dN_1 = u \cdot dn_1 = n \left(\frac{qm}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot u \cdot e^{-qm(u^2+v^2+w^2)} \cdot du \cdot dv \cdot dw\,. \tag{13}$$

φ_e sei die Elektronenaustrittsarbeit. Dann finden wir die kleinste Geschwindigkeit u_m in Richtung der X-Achse, die ein auf die Grenze des Metalls zufliegendes Elektron benötigt, um den Bereich des Letzteren zu verlassen, wenn wir φ_e mit der kinetischen Elektronenenergie in Richtung der X-Achse gleich setzen:

$$\frac{mu_m^2}{2} = \varphi_e, \qquad \text{wobei} \qquad u_m = \sqrt{\frac{2}{m}\varphi_e}\,. \tag{14}$$

Um die Gesamtzahl N_1 der Elektronen zu bestimmen, die durch die Flächeneinheit des Metalls in 1 s austreten, werden wir den Ausdruck (13) über dv und dw im Bereich von $-\infty$ bis $+\infty$ integrieren, da die Geschwindigkeitskomponenten, die parallel zur Fläche des Elektronenaustrittes liegen, keine Rolle spielen und über du von u_m bis $+\infty$, da nur die Elektronen austreten, deren Geschwindigkeit in Richtung der X-Achse zahlenmäßig größer ist als u_m. Folglich ist

$$N_1 = n\left(\frac{qm}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \int\limits_{u_m}^{+\infty} du \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dv \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dw \cdot u \cdot e^{-qm(u^2+v^2+w^2)}\,. \tag{15}$$

Da u, v, w unabhängige Veränderliche sind, können wir den Ausdruck (15) folgendermaßen schreiben:

$$N_1 = n\left(\frac{qm}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \int\limits_{u_m}^{+\infty} u \cdot e^{-qmu^2}\, du \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-qm(v^2+w^2)}\, dv \cdot dw\,. \tag{16}$$

Das Doppelintegral im Ausdruck (16) ist leicht auszuwerten, wenn man es als Flächenintegral betrachtet und den Übergang von rechtwinkligen Koordinaten v und w zu Polarkoordinaten r und Θ vollzieht. Dann ist $v^2 + w^2 = r^2$. Das Flächenelement $dv \cdot dw$ wird $r \cdot dr \cdot d\Theta$ und folglich:

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-qm(v^2+w^2)}\, dv\, dw = \int\limits_{0}^{\infty}\int\limits_{0}^{2\pi} e^{-qmr^2}\, r \cdot dr \cdot d\Theta$$

$$= -2\pi \frac{1}{2qm} \int\limits_{0}^{\infty} e^{-qmr^2}\, d(-qmr^2) = \frac{\pi}{qm}\,.$$

An Stelle von (16) erhalten wir:

$$N_1 = n\left(\frac{qm}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int\limits_{u_m}^{+\infty} e^{-qmu^2} \cdot u\, du = -n\left(\frac{qm}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2qm} \int\limits_{-2q\varphi_e}^{-\infty} e^y\, dy$$

$$= \frac{n}{2}(qm\pi)^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{-2q\varphi_e} = n\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}\, e^{-\frac{\varphi_e}{kT}}\,. \tag{17}$$

Das ist die Anzahl der Elektronen, die aus der Flächeneinheit in einer Sekunde austritt. Multiplizieren wir N_1 mit der Elektronenladung e, so erhalten wir den Emissionsstrom, der von der Flächeneinheit ausgeht:

$$i = N_1 \cdot e = n \cdot e\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}\, e^{-\frac{\varphi_e}{kT}} = CT^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{b}{T}}\,, \tag{18}$$

wobei

$$C = ne\sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \quad \text{und} \quad b = \frac{\varphi_e}{k}$$

sind. Die Formel (18) wird „RICHARDSONsches Gesetz“ genannt oder als „erste RICHARDSONsche Gleichung“ bezeichnet.

Die Konstante b in dieser Formel ist der Austrittsarbeit eines Elektrons des gegebenen Metalls proportional; die Konstante C ist der Anzahl der freien Elektronen in 1 cm³ des Metalls proportional. Der Vergleich der Formel (18) mit den Versuchsergebnissen zeigt, daß b und C für verschiedene Metalle verschieden sind.

Die erste RICHARDSONsche Formel wird durch Messungen des thermischen Elektronenemissionsstromes i in Abhängigkeit von der Kathodentemperatur T bestätigt. Die Fassung der zweiten von RICHARDSON angegebenen Formel ist strenger als die der ersten, da in ihr keine Voraussetzungen über eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung im Metall gemacht werden. Die Fassung basiert auf den Gesetzen der Thermodynamik und auf einigen experimentellen Ergebnissen der Elektronenbewegung im Metall [216]. Die theoretische Begründung der zweiten RICHARDSONschen Formel auf thermodynamischer und quantentheoretischer Grundlage gab DUSHMAN im Jahre 1923 [161]. Man nennt diese Formel gewöhnlich die RICHARDSON-DUSHMANsche Formel.

§ 3. Die RICHARDSON-DUSHMANsche Formel

Die thermodynamische Fassung DUSHMANS beruht auf der bekannten CLAPEYRON-CLAUSIUSschen Formel, die die latente Wärme beim Übergang irgendeines Körpers aus einem Zustand in einen anderen mit der Temperatur, dem Druck und dem Funktionsverlauf des Sattdampfdruckes in Beziehung setzt. Aus den Formeln von DUSHMAN kann man die zweite und auch die erste RICHARDSONsche Formel erhalten, je nachdem, ob man die spezifische Wärme des Elektronengases im Metall nach der Quantenmechanik oder nach der klassischen Physik berücksichtigt.

DUSHMAN erhielt für den Strom I pro Flächeneinheit

$$I = \frac{2\pi m e k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{L_0}{RT}}, \tag{19}$$

darin ist L_0 die latente Verdampfungswärme eines Grammoleküls des Elektronengases am absoluten Nullpunkt, h die PLANCKsche Konstante, m und e die Masse und Ladung des Elektrons und k die BOLTZMANN-Konstante. Wenn wir den ersten Faktor mit A bezeichnen und $\frac{L_0}{R}$ gleich $\frac{\varphi_e}{k}$ [1]) setzen, kommen wir über b_0 zur üblichen Form der RICHARDSON-DUSHMANschen Formel

$$I = AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}} = AT^2 e^{-\frac{\varphi_e}{kT}}. \tag{20}$$

Vergleichen wir jetzt (20) mit der ersten RICHARDSONschen Formel (18), so stellen wir fest, daß in der RICHARDSON-DUSHMANschen Formel der Exponent von T gleich 2 anstatt $^1/_2$ ist. Die Konstante $b_0 = \frac{L_0}{R} = \frac{L_0}{Nk}$ ist gleich der latenten Ver-

[1]) Da $L_0 = N\varphi_e$ und $R = N \cdot k$ mit N als AVOGADROsche Zahlt gilt.

dampfungswärme des Elektronengases aus dem Metall beim absoluten Nullpunkt, bezogen auf ein Elektron, dividiert durch die BOLTZMANN-Konstante k. Auf diese Weise hat b_0 die gleiche Bedeutung wie b in der Formel (18). Sie ist nur insofern genauer, als b_0 dem absoluten Nullpunkt entspricht, während streng genommen b in Formel (18) von der Temperatur abhängen müßte. Die Formel zur Bestimmung des Wertes von A nach DUSHMAN,

$$A = \frac{2\pi m e k^2}{h^3}, \tag{21}$$

enthält nur Elementarkonstanten wie m, e, k, h und keine das betreffende Metall charakterisierenden Größen. Nach DUSHMAN wird daher A als eine für alle Metalle konstante Größe angenommen. Ihr Zahlenwert ist

$$A = 60{,}2 \, \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm^2 \cdot grad^2}}. \tag{22}$$

Wie die Zahlen der Tabelle 2 zeigen, stimmt A recht gut mit den experimentellen Daten für einige reine Metalle überein. Für kompliziertere Stoffe (z. B. Oxyde) hat A andere, sich stark von (22) unterscheidende Werte. Die Theorie von DUSHMAN wurde durch BRIDGMAN [165] und RASCHEWSKI etwas vervollständigt. Die weitere Entwicklung der Quantentheorie, insbesondere die Anwendung der FERMI-Statistik auf das Elektronengas, zeigte, daß in die Theorie DUSHMANs eine Korrektur eingeführt werden muß, die die Konstante A gerade verdoppelt.

Tabelle 2

	$\left[\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm^2 \cdot grad^2}}\right]$	φ [eV]	Literaturhinweis		$\left[\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm^2 \cdot grad^2}}\right]$	φ [eV]	Literaturhinweis
Ba	60	2,11	[149]	W	60—100	4,54	[177]
Ba	60	2,52	[177]	Re	200	5,1	[177]
Cs	162	1,81	[177]	Pd	60	4,99	[177]
Zr	330	4,12	[177]	Pt[1]	32	5,32	[299]
Hf	14,5	3,53	[177]	Pt[2]	17000	6,27	[149]
Th	70	3,38	[177]	Zn		4,28	[177]
Ta	60	4,1	[177]	C	30	4,34	[260]
Mo	55	4,15	[177]				

Dabei ist allerdings zu beachten, daß in der Fassung DUSHMANs die Reflexion der Elektronen an der Metalloberfläche nicht berücksichtigt wird. Bei Vorhandensein einer derartigen Reflexion bekommt die Formel (20) folgende Form:

$$I = (1 - r)\, A T^2 e^{-\frac{b_0}{T}}.$$

Auf diese Weise ist es möglich, für A die Abweichung vom Wert 120 A/cm² · grad² durch die verschiedene Größe der Reflexion r zu erklären. Andere, kompliziertere Fälle kann man durch die Existenz fremder Stoffe auf der Metalloberfläche erklären, welche ein wesentlich verändertes Bild des Emissionsprozesses vortäuschen und zu einer fleckigen Struktur der Metalloberfläche führen.

[1]) Sorgfältig entgast. [2]) Unvollständig entgast.

§ 4. Herleitung der Formel für die thermische Elektronenemission auf Grund der FERMIschen Geschwindigkeitsverteilung und der Wellenmechanik

In der modernen Elektronentheorie der Metalle ist die Vorstellung über die *Potentialschwelle* an der Metallgrenze von großer Bedeutung. Da zum Elektronenaustritt aus dem Metall eine Arbeit aufgewandt werden muß, so ist das gleichbedeutend damit, daß das Elektron beim Austritt aus dem Metall von einem Gebiet mit höherem Potential in ein Gebiet mit niedrigerem Potential gelangt. Das Potential im Inneren des Metalls ist nicht gleich dem Potential an seiner Oberfläche, d. h., auf der Metallgrenze findet ein Potentialsprung bzw. eine mehr oder weniger rasche Potentialveränderung statt. Die Potentialverteilung an der Grenze des Metalls kann man durch eine Kurve darstellen, wenn man auf der Abszissenachse eine Raumkoordinate abträgt, die in senkrechter Richtung zur Metallgrenze abgelesen wird, und auf der Ordinatenachse den Potentialwert, wobei die Richtung nach oben einer Potentialverminderung entspricht (Abb. 48). Den Abschnitt CD nennt man die Höhe und ABC den Verlauf der Potentialschwelle. Die thermische Elektronenemission identifiziert man mit dem Überschreiten dieser Potentialschwelle durch die schnellsten Elektronen. Die Höhe der Potentialschwelle und die Potentiale innerhalb und außerhalb des Metalls können unabhängig von der thermischen Elektronenemission durch Versuche festgestellt werden. Die Bewegungsrichtung der reflektierten Elektronenstrahlen bei der Elektronenbeugung auf der Oberfläche eines Einkristalles hängt von der DE-BROGLIE-Wellenlänge λ der Elektronen ab, die mit der Elektronengeschwindigkeit v durch die Beziehung

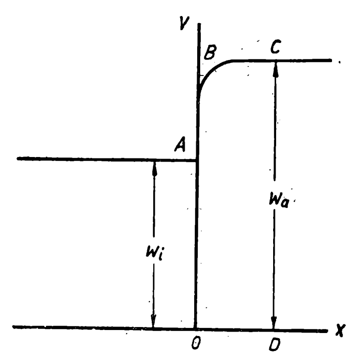


Abb. 48. Potentialschwelle an der Oberfläche eines Metalls

$$\lambda = \frac{h}{mv} \tag{23}$$

verbunden ist.

Bei geringer Geschwindigkeit der auf die Metalloberfläche auftreffenden Elektronen stimmen die mit Beziehung (23) berechneten Richtungen, auf die das Maximum der reflektierten Elektronenstrahlen entfällt, nicht mit den beobachteten überein. Der Grund dafür ist, daß bei der Elektronenbeugung die reflektierten Elektronenwellen nicht nur von einer Reihe äußerer Punkte des räumlichen Metallgitters ausgehen, sondern auch von den inneren Schichten dieses Gitters. Um eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment herzustellen, setzt man in (23) nicht die Elektronengeschwindigkeit v außerhalb des Metalls ein, sondern die im Inneren des Metalls, d. h. die Geschwindigkeit beim Überschreiten der Metalloberfläche. Wir können also bei der Ermittlung von λ aus den Beugungsversuchen den Unterschied der Elektronengeschwindigkeit außerhalb und innerhalb des Metalls finden und damit auch die von dem Elektron beim Eindringen in das Metallinnere zu durchlaufende Potentialdifferenz, d. h. die Höhe der Potentialschwelle. Die Höhe der Potentialschwelle an der Metallgrenze wird äußere Austrittsarbeit W_a genannt.

In allen Fällen, in denen W_a aus der Elektronenbeugung bestimmt wurde, erwies sie sich um einige Volt höher als die RICHARDSONsche Austrittsarbeit φ, die sich aus Formel (20) ergibt. Diese Tatsache widerspricht der ursprünglichen Elektronentheorie, da nach dieser Theorie die Höhe der Potentialschwelle gleich φ sein soll. In der modernen Elektronentheorie der Metalle verschwindet dieser Gegensatz jedoch.

Die durch eine Reihe von Physikern am Anfang des 20. Jahrhunderts festgestellten Tatsachen — z. B. das Verhalten der spezifischen Wärme von Gasen und anderen Körpern bei sehr niedrigen Temperaturen, die Energieverteilung im Strahlungsspektrum des schwarzen Körpers u. a. — haben gezeigt, daß die Grundlagen der klassischen statistischen Physik, darunter auch das Gesetz der gleichmäßigen Energieverteilung nach Freiheitsgraden (Gleichverteilungssatz) und das aus ihm gefolgerte Gesetz der MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung lediglich Spezialfälle darstellen. Bei der Feststellung aller Möglichkeiten eines gegebenen Zustandes nach der klassischen Statistik rechnen zwei durch eine große Partikelzahl gegebene Systemzustände als verschieden, wenn sie sich voneinander dadurch unterscheiden, daß zwei gleichgeartete Partikel 1 und 2 ihre Energie ausgetauscht haben. Zur Beschreibung der energetischen Zustände aller Partikel eines gegebenen Systems benutzt die statistische Physik ein räumliches Koordinatensystem, das Impulsraum genannt wird. In diesem dreidimensionalen Koordinatensystem sind auf den Koordinatenachsen die Komponenten p_x, p_y, p_z des Vektors der Bewegungsgröße der Partikel $p = mv$ aufgetragen. Jedem Punkt des Impulsraumes entspricht eine bestimmte Geschwindigkeit und damit ein bestimmter Impuls und eine bestimmte Energie des Teilchens. Der Impulsraum wird in einzelne Zellen aufgeteilt. Der energetische Zustand des Systems wird durch die Partikelverteilung auf die einzelnen Zellen des Impulsraumes charakterisiert. Im verallgemeinerten Fall, wenn auch die Partikelverteilung des gegebenen Systems im Raum von Bedeutung ist, wird ein komplizierteres sechsdimensionales Koordinatensystem in Frage kommen, in dem als Koordinaten außer p_x, p_y und p_z noch die Lagekoordinaten x, y, z auftreten. Ein solches Koordinatensystem, das als Zeichnung nur in Teilen oder in einzelnen Abschnitten darstellbar ist, wird *Phasenraum* genannt. Die sechsdimensionalen Zellen dieses Koordinatensystems heißen Phasenzellen. Der Zustand des Systems wird bestimmt durch die Partikelverteilung, oder genauer ausgedrückt, durch die Eintragung ihrer Punkte in die Zellen des Phasenraumes. In der klassischen Statistik werden zwei Zustände als gleich angenommen, wenn sie sich voneinander lediglich dadurch unterscheiden, daß irgendeine Partikel 1 aus einer Zelle des Impulsraumes A oder allgemein aus der Phasenzelle A in die Zelle B überwechselt und eine andere Partikel derselben Art (und die sich durch nichts von der ersten unterscheidet) aus der Zelle B in die Zelle A tritt. Nach der klassischen Physik kann jede Partikel beliebige Energie- und Impulswerte annehmen. Die Volumina der Impulsraumzellen und der Phasenraumzellen sind unendlich klein.

In der Quantenstatistik führen die oben beschriebenen zwei Fälle nicht nur zu ein und demselben Zustand, sondern sie brauchen auch nicht bei der Zählung der Möglichkeiten dieses Zustandes einzeln erfaßt zu werden. Deshalb wird auch nicht die Frage gestellt, *welche* Partikel in der Zelle sind, sondern nur *wieviel* sich darin befinden. Außerdem kann nach der Quantenphysik jede Partikel des Systems lediglich einen bestimmten diskreten Energie- und Impulswert besitzen. Im Zusammenhang damit haben die Phasenzellen ein endliches Volumen von h^3 und die

Zellen des Impulsraumes ein endliches Volumen gleich $\frac{h^3}{v}$, wobei h das PLANCKsche Wirkungsquantum ist und v das vom gesamten System eingenommene Volumen. Diese Quantenstatistik — die BOSE-EINSTEIN-Statistik — führt bei der Berechnung der spezifischen Wärme der Körper für niedrige Temperaturen und bei der Ableitung des PLANCKschen Strahlungsgesetzes aus der Energieverteilung der Lichtquanten zu Ergebnissen, die mit dem Experiment völlig in Einklang stehen.

Für die Elektronen mußte die Quantenstatistik durch eine Einschränkung vervollkommnet werden, die als „PAULI-Verbot" (PAULIsches Ausschließungsprinzip) bezeichnet wird. Diese Einschränkung besteht darin, daß sich in jeder Phasenzelle gleichzeitig nur eine Partikel der gegebenen Art oder gar keine befinden kann. Die eine solche Vorschrift erfassende Statistik heißt FERMI-Statistik (oder FERMI-DIRAC-Statistik). Die Elektronen können sich jedoch voneinander durch den Vektor des Eigendrehimpulses unterscheiden. Diesen Drehimpuls nennt man „Spin" des Elektrons. Er kann lediglich die Werte $+\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ und $-\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ annehmen. Nach dem PAULIschen Ausschließungsprinzip können also auf jede Phasenzelle nur zwei Elektronen mit entgegengesetzten Spinrichtungen entfallen. Die FERMI-Statistik führt zu folgendem Geschwindigkeitsverteilungsgesetz:

$$dn_{uvw} = \frac{m^3}{h^3}\, g \frac{1}{B^{-1} e^{\frac{\mathcal{E}}{kT}} + 1}\, du\, dv\, dw \tag{24}$$

und zur entsprechenden Energieverteilung

$$dn_{\mathcal{E}} = \frac{2\,(\pi m)^{\frac{3}{2}}}{h^3 \pi^{\frac{1}{2}}}\, g \mathcal{E}^{\frac{1}{2}} \frac{d\mathcal{E}}{B^{-1} e^{\frac{\mathcal{E}}{kT}} + 1}; \tag{25}$$

m ist die Masse jeder Partikel, h die PLANCKsche Konstante, $\mathcal{E}$ die Energie einer Partikel, g ein Faktor, der die in einer Phasenzelle mögliche Zahl von Teilchen angibt. Für Elektronen ist nach dem Gesagten $g = 2$. B ist eine von der Konzentration der Partikel abhängige Konstante. Um B bestimmen zu können, muß der Ausdruck (25) über alle möglichen Energiewerte von Null bis Unendlich integriert werden und der erhaltene Wert n der Teilchenzahl auf die Volumeneinheit bezogen werden.

Falls $B \ll 1$, verwandeln sich die Verteilungsfunktionen (24) und (25) in das MAXWELLsche Verteilungsgesetz, und B ergibt sich zu

$$B = n \frac{h^3}{g} (2\pi m k T)^{-\frac{3}{2}}. \tag{26}$$

Ein Elektronengas, für welches die Bedingung $B \ll 1$ zutrifft, wird *nichtentartetes Gas* genannt.

Für den Fall $B \gg 1$ hat SOMMERFELD den Ausdruck für die Integrale $\int_0^\infty dn_{\mathcal{E}}$ in Gestalt einer rasch konvergierenden Reihe

$$n = \int_0^\infty dn_{\mathcal{E}} = \frac{4\pi g}{3h^3} (2mkT \ln B)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\ln B)^{-2} + \cdots\right] \tag{27}$$

gefunden. Begnügt man sich mit dem ersten Glied der Reihe (was der experimentellen Genauigkeit entspricht), so finden wir, wenn für g der Wert 2 eingesetzt wird:

$$\ln B = \frac{1}{2mkT} h^2 \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}}, \tag{28}$$

(24) und (25) aber verwandeln sich in

$$dn_{uvw} = \frac{2m^3}{h^3} \frac{du\,dv\,dw}{e^{\frac{\mathcal{E} - W_i}{kT}} + 1} \tag{29}$$

und

$$dn_{\mathcal{E}} = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{\frac{3}{2}}}{h^3} \mathcal{E}^{\frac{1}{2}} \frac{d\mathcal{E}}{e^{\frac{\mathcal{E} - W_i}{kT}} + 1}, \tag{30}$$

wobei

$$W_i = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}}. \tag{31}$$

Ein Elektronengas, für welches die Bedingung $B \gg 1$ zutrifft, wird *entartetes Gas* genannt.

Wie die Berechnung zeigt, ist unter der Voraussetzung, daß die Anzahl der freien Elektronen nicht größer ist als die Anzahl der Atome pro cm^{-3} des Metalls ($n \approx 10^{22}$) in all den Fällen, in denen eine thermische Elektronenemission vorliegt (bei Temperaturen bis etwa 3000° K), das Elektronengas im Metall als entartet anzusehen. Dagegen wird für Elektronenansammlungen außerhalb des Metalls, für die thermische Elektronenemission sowie für Gasentladungen bei diesen Temperaturen (n ist nicht größer als $10^{12}\ \text{cm}^{-3}$) die Bedingung $B \ll 1$ zutreffen, und wir sind berechtigt anzunehmen, daß das Elektronengas in diesen Fällen nicht entartet ist, d. h., wir können die klassische Statistik anwenden.

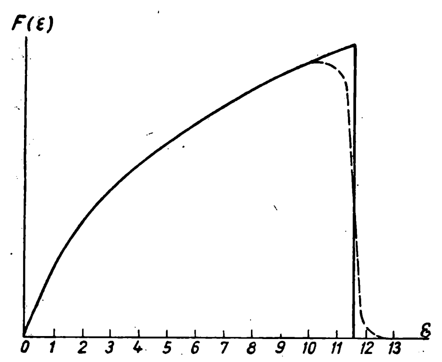


Abb. 49. Energieverteilungskurve der Leitungselektronen von Nickel nach FERMI (Formel 30). Bei 0° K (ausgezogene Kurve) und bei 1500° K (punktierte Kurve)

Klären wir nun den physikalischen Sinn des Wertes W_i in den Ausdrücken (29) und (30). Bei $T = 0$ und $\mathcal{E} > W_i$ wird der Nenner von (30) Unendlich; das zeigt, daß kein Elektron beim absoluten Nullpunkt eine W_i übersteigende Energie besitzt. Somit erscheint W_i als größte Elektronenenergie im Metall beim absoluten Nullpunkt. Gleichzeitig ist W_i der Energiewert, den die Mehrheit der Elektronen bei $T = 0$ besitzt, wie das ununterbrochene Anwachsen von $\mathcal{E} = 0$ bis $\mathcal{E} = W_i$ beweist. W_i wird teilweise *innere Austrittsarbeit* genannt. Die Energieverteilung nach FERMI $F(\mathcal{E})$ ist in Abb. 49 dargestellt. Die ausgezogene Kurve bezieht sich auf den absoluten Nullpunkt der Temperatur, die punk-

tierte Linie gilt für eine etwas höhere Temperatur. Aus dem Metall kann nur ein Elektron austreten, das bei einer Höhe der Potentialschwelle W_a eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Oberfläche des Metalls besitzt, die größer oder gleich

$$u_0 = \sqrt{\frac{2\,W_a}{m}} \tag{32}$$

ist. Die Berechnung der Emissionsstromstärke pro Flächeneinheit der Metalloberfläche erfolgt analog der von uns angeführten Auswertung der ersten RICHARDSONschen Formel durch Berechnung des Integrals:

$$I = e\left(\frac{m}{h}\right)^3 \cdot 2 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dv \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dw \int\limits_{u_0}^{+\infty} u \frac{1}{e^{\frac{\mathcal{E} - W_i}{kT}} + 1}\, du\,. \tag{33}$$

Da $\mathcal{E} = \frac{m}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$, so ist weiterhin

$$I = 2e\frac{m^3}{h^3} \int\limits_{u_0}^{+\infty} u\,du \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{dv\,dw}{e^{\left[\frac{m}{2}(u^2+v^2+w^2) - W_i\right]/kT} + 1}\,. \tag{34}$$

Jetzt führen wir die neuen Veränderlichen ϱ und φ ein, und zwar so, daß

$$v = \varrho\cos\varphi;\quad w = \varrho\sin\varphi;\quad v^2 + w^2 = \varrho^2$$

ist, und ersetzen das Flächenelement $(dv \cdot dw)$ in rechtwinkligen Koordinaten durch das gleiche Element in Polarkoordinaten $\varrho \cdot d\varphi \cdot d\varrho$. So erhält man:

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{dv \cdot dw}{e^{\left[\frac{m}{2}(u^2+v^2+w^2) - W_i\right]/kT} + 1} = \int\limits_{0}^{\infty} \frac{\varrho\,d\varrho}{e^{\left[\frac{m}{2}(u^2+\varrho^2) - W_i\right]/kT} + 1} \int\limits_{0}^{2\pi} d\varphi$$

$$= \frac{2\pi kT}{m} \int\limits_{0}^{\infty} \frac{dy}{e^{\beta+y} + 1} \tag{35}$$

Wir integrierten über φ, führten eine neue Veränderliche $y = \frac{m\varrho^2}{2kT}$ ein, wobei $\varrho\,d\varrho = \frac{kT}{m} \cdot dy$, und setzen

$$\beta = \frac{W - W_i}{kT},\quad \text{wobei}\quad W = \frac{mu^2}{2}. \tag{36}$$

Mit $z = e^{y+\beta}$ und $dz = e^{y+\beta}\,dy$ folgt:

$$\int\limits_{0}^{\infty} \frac{dy}{e^{\beta+y}+1} = \int\limits_{e^\beta}^{\infty} \frac{dz}{(z+1)\,z} = \left[\ln\frac{z}{z+1}\right]_{e^\beta}^{\infty} = -\ln\frac{e^\beta}{e^\beta+1} = \ln(1+e^{-\beta}). \tag{37}$$

Setzt man den Ausdruck (37) in (35) und den daraus gefundenen Wert des Doppelintegrals (35) in (34) ein, so ergibt sich

$$I = 4\pi kTe\frac{m^2}{h}\int\limits_{u_0}^{\infty} u\ln(1+e^{-\beta})\,du = \frac{4\pi me}{h^3}kT\int\limits_{W_a}^{\infty}\ln\left(1+e^{-\frac{W-W_i}{kT}}\right)dW. \tag{38}$$

Wir ersetzen hier die untere Integrationsgrenze durch W_a, da für den Austritt des Elektrons aus dem Metall seine Geschwindigkeitskomponente in Richtung der X-Achse senkrecht zur Metalloberfläche der Bedingung $\frac{mu^2}{2} \geqq W_a$ genügen muß.

Den Ausdruck (38) kann man nun folgendermaßen darstellen:

$$I = e \int_{W_a}^{\infty} N(W)\, dW. \tag{39}$$

Aus den Voraussetzungen der gesamten Berechnung folgt, daß $N(W)$ die Elektronenzahl darstellt, für die der Wert W im Bereich von W bis $W + dW$ liegt, die eine Flächeneinheit der Metalloberfläche in der Zeiteinheit erreicht.

Da im Integrationsbereich $W \geqq W_a$ und damit $e^{-\frac{W-W_i}{kT}} \ll 1$ bei allen experimentell bestimmten Werten von T, W_a und W_i ist, so kann bei der Berechnung der thermischen Elektronenemissionen der Logarithmus unter dem Integral im Ausdruck (38) in eine Reihe entwickelt werden, von der man sich nur auf das erste Glied dieser Reihe zu beschränken braucht. Das ergibt dann:

$$I = \frac{4\pi me}{h^3} kT \int_{W_a}^{\infty} e^{-\frac{W-W_i}{kT}}\, dW = \frac{4\pi mek^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a-W_i}{kT}}. \tag{40}$$

Die Formel (40) ist mit der RICHARDSON-DUSHMAN-Formel (20) identisch, wenn

$$A = \frac{4\pi mek^2}{h^3} = 120{,}4 \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{grad}^2} \quad \text{und} \quad \varphi_e = W_a - W_i. \tag{41}$$

Hieraus schließen wir, daß gemäß der SOMMERFELDschen Elektronentheorie der Metalle die RICHARDSONsche Austrittsarbeit nichts anderes als die Differenz zwischen der Höhe der Potentialschwelle W_a und dem größten Elektronenenergiewert W_i am absoluten Nullpunkt darstellt, d. h. die Zusatzenergie, die beim absoluten Nullpunkt ein beliebiges der schnellsten Elektronen erhalten muß, um das Metall verlassen zu können. Die Formel (40) erfordert in bezug auf die Elektronenreflexion ebenfalls eine Korrektur wie die Formel (20). Wenn wir den Reflexionskoeffizienten r oder den Durchlässigkeitskoeffizienten $D = 1 - r$ einführen, erhalten wir

$$I = D \frac{4\pi mek^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a-W_i}{kT}}. \tag{42}$$

Während W_a, W_i und φ nicht vom Verlauf der Potentialschwelle abhängen, d. h. von der Potentialverteilung in der Grenzschicht des Metalls unabhängig sind, hängt jedoch D vom Verlauf der Potentialschwelle ab.

Man kann das Gesetz der thermischen Elektronenemission auch mit den Mitteln der Wellenmechanik aufstellen, indem man die Aufgabe des Durchgangs einer Elektronenwelle durch die Grenze Metall—Vakuum löst. Die Ergebnisse einer solchen Lösung, die von FOWLER und NORDHEIM [154, 162—164] erhalten wurden, stimmen mit der Formel (42) überein und gestatten gewisse Folgerungen über den Koeffizienten D und über seine Abhängigkeit vom Verlauf der Potentialschwelle. Der Verlauf der Potentialschwelle ist aber abhängig von der Beschaffenheit des Metalls (von der Konfiguration des Kristallgitters und vom Bau des atomaren elektrischen Feldes des gegebenen Metalls) und ebenso vom Vorhandensein dieser oder jener fremden Molekularschichten auf der Metalloberfläche. Dieser Verlauf ist, allgemein gesagt,

unbekannt. Bei der Berechnung des Durchlässigkeitskoeffizienten D approximiert man ihn durch eine mehr oder weniger einfache Kurve. In einer gewissen Entfernung von der Metalloberfläche (etwa einige Atomabstände) kann man die Wirkung der Mikrofelder außer acht lassen und die Aufgabe des auf ein Elektron wirkenden Feldes nach den Gesetzen der Elektrostatik lösen, d. h. durch Gleichsetzen der Kräfte zwischen Elektron und Metall mit der Wirkung der vom Elektron auf die Metalloberfläche influenzierten Ladung. Deshalb ist es bei der Lösung einer ganzen Reihe von Aufgaben sicher angebracht, im Falle einer reinen Metalloberfläche den Verlauf der Potentialschwelle mit der Potentialkurve, die der „Bildkraft" entspricht, zu identifizieren. Das ist die Approximation an die Hyperbel $V = \frac{e}{4x}$, wobei V das Potential im gegebenen Punkt und x die Entfernung des Elektrons von der Metallgrenze sind. Außerdem muß das äußere Feld erfaßt werden, wenn ein solches vorhanden ist. Seltener benutzt man auch eine vereinfachte Approximation, indem man die Potentialschwelle durch einen unstetigen Verlauf darstellt, dessen erster Teil senkrecht nach oben gerichtet ist und dessen zweiter Teil entweder rechtwinklig dazu, wenn kein äußeres Feld vorhanden ist, oder in spitzem Winkel bei Vorhandensein eines äußeren Feldes, verläuft. Auf Grund von quantenmechanischen Berechnungen ist auch für langsame Elektronen, die nach den klassischen Vorstellungen nicht über die Schwelle gelangen können, der Durchlässigkeitskoeffizient der Potentialschwelle nicht gleich Null. Das erfordert jedoch, daß die Potentialkurve außerhalb des Metalls wiederum fällt, d. h., an der Metalloberfläche muß ein äußeres Feld vorhanden sein. Unter solchen Bedingungen werden wir, wie weiterhin noch gezeigt wird, zu einer neuen Erscheinung kommen, zu der sogenannten *Feldemission.* Andererseits ist es mit den Methoden der Wellenmechanik möglich, zur Betrachtung solcher Fragen wie der des Einflusses eines periodischen Feldes des räumlichen Ionengitters innerhalb des Metalls auf die Erscheinungen der thermischen Elektronenemission überzugehen [166, 167]. Im Zusammenhang damit steht der unterschiedliche Wert von φ für verschiedene Flächen eines Wolfram-Einkristalls [262, 275].

Die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment in bezug auf den Koeffizienten A zeigt, daß auch heute die Aufgabe der theoretischen Beschreibung der thermischen Elektronenemission nicht in allen Einzelheiten, nicht einmal für reine Metalle, als gelöst betrachtet werden kann [168]. Dennoch haben sich die Grundzüge der Theorie der thermischen Elektronenemission, die zu der Formel

$$I = A\,T^2\,e^{-\frac{b_0}{T}}$$

führten, als auf fester Basis ruhend erwiesen, ungeachtet der sehr vereinfachten Vorstellungen, von denen sie ursprünglich ausgingen [169, 170]. Weiteres über die Konstante A ist in [313] nachzulesen.

§ 5. Experimentelle Nachprüfungen der Emissionsformeln und die Bestimmung der Austrittsarbeit φ sowie der Konstanten A

Zur Nachprüfung der Emissionsformeln (18) oder (20) bestimmt man die Emissionsströme I_1 und I_2 von einer Flächeneinheit der Kathodenoberfläche bei zwei verschiedenen Temperaturen T_1 und T_2 und setzt T_1, I_1, T_2, I_2 in die entsprechende

Formel (18) oder (20) ein. Als Ergebnis erhält man zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten C und b oder A und b_0 und bestimmt deren Werte. Die erhaltenen Werte setzt man in die zu prüfende Formel ein und vergleicht die theoretischen Werte I mit den experimentellen Werten für verschiedene T. Da in den Ausdrücken (18) und (20) $e^{-\frac{b}{T}}$ oder $e^{-\frac{b_0}{T}}$ bei einer Änderung von T viel schneller verändert werden als durch den Faktor $\sqrt{T}$ oder T^2 und da die Nachprüfung nur in verhältnismäßig engen Grenzen von T erfolgen kann, so ergibt sich eine Veränderung im wesentlichen nur durch eine Änderung des Exponenten der Funktion. Deshalb entsprechen die experimentellen Werte bei einer solchen Nachprüfung ebenso gut der ersten wie auch der zweiten Formel. Die Bestimmungsmethode von φ_e aus den Formeln (18) und (20) nennt man *Methode der Geraden* von RICHARDSON. Logarithmiert man die Ausdrücke (18) und (20), so erhält man die lineare Abhängigkeit der Werte $\ln\frac{I}{\sqrt{T}}$ oder $\ln\frac{I}{T^2}$ von $\frac{1}{T}$. Indem man die Gerade $\ln\frac{I}{\sqrt{T}} = F\left(\frac{1}{T}\right)$ oder $\ln\frac{I}{T^2} = F\left(\frac{1}{T}\right)$ durch zwei Punkte T_1 und T_2 legt, ist es möglich, φ oder φ_0 aus dem Neigungswinkel dieser Geraden gegen die Abszissenachse und sodann auch C oder A zu bestimmen. Um sich klar zu werden, ob die Formeln (18) oder (20) den Tatsachen entsprechen, muß man die Austrittsarbeit auf irgendeinem anderen, nicht von diesen Formeln abhängigen Wege bestimmen und mit den Werten, die man direkt aus der Lösung dieser Formeln erhält, vergleichen. Eine derartige Methode kann die Bestimmung von φ_e durch Messungen der „latenten Elektronenverdampfungswärme" sein. Kehren wir zur elektrischen Schaltung Abb. 46 zurück und nehmen an, daß wir nach dem Schließen des Kontaktes L den Heizstrom des Fadens vergrößern, so daß der Faden wiederum die Temperatur annimmt wie bei geöffnetem Kontakt, d. h., wenn kein Emissionsstrom von der Kathode zur Anode geht. Die Gleichheit der Fadentemperatur in beiden Fällen beurteilen wir durch den Widerstand des Fadens. Über den Widerstand und die Heizspannung erhalten wir nun mit $I_h = \frac{U_h}{R}$ den Heizstrom. Die Wärmeverluste des Fadens infolge der Wärmeleitfähigkeit seiner Enden und der Stromzuführungen sowie infolge von Strahlung sind bei ein und derselben Temperatur in beiden Fällen die gleichen. Berechnen wir nun den Wärmeenergieverlust des Fadens bei geschlossenem Kontakt durch Emissionsstrom. RICHARDSON zeigte, daß der vom Metall emittierte, gerichtete Elektronenstrom die mittlere kinetische Energie eines Elektrons $2kT$ besitzt. Wir bezeichnen mit T die Temperatur des Heizfadens, mit T_0 die Temperatur der Leitung, durch die das Elektron zum Faden zurückkehrt, und mit φ die Austrittsarbeit des Elektrons in eV. Bei der Emission eines Elektrons verliert der Faden eine Energie von $\frac{1}{300}\varphi e + (T - T_0)\,2k$ erg. Wenn der Emissionsstrom I ist, so fliegen in einer Sekunde aus dem Faden $\frac{I}{e}$ Elektronen, der Energieverlust U des Fadens beträgt aber in derselben Zeit

$$U = I\left[\frac{1}{300}\varphi + \frac{2k}{e}(T - T_0)\right]. \tag{43}$$

Damit dieser Verlust ausgeglichen wird und der Faden die gleiche Temperatur erhält, die er ohne Emissionsstrom besaß, d. h. bei geöffnetem Kontakt L, nehmen

wir an, daß der Heizstrom I_h um ΔI_h erhöht werden muß. R sei der Widerstand des Fadens. Ohne Emission gab der Strom pro Sekunde in Form von Wärme eine Energie $I_h^2 R$ ab. Nach Vergrößerung des Heizstroms um ΔI_h wird eine Energie von $(I_h + \Delta I_h)^2 R$ abgegeben. Die Differenz dieser beiden Größen muß genau mit dem von uns oben berechneten Energiewert U übereinstimmen.

Wir können nun schreiben:

$$U = R\,[(I_h + \Delta I_h)^2 - I_h^2]$$

oder, indem wir die Größen zweiter Ordnung gegen ΔI_h vernachlässigen und für U den Wert aus (43) einsetzen:

$$U = I\left[\frac{1}{300}\varphi + \frac{2k}{e}(T - T_0)\right] = 2R \cdot I_h \Delta I_h\,. \tag{44}$$

Bestimmt man R, I_h, ΔI_h, T, T_0 und I, so kann aus der Gleichung (44) die Austrittsarbeit φ berechnet werden.

Bei diesem Experiment bestimmt man die Temperatur mit einem Pyrometer oder berechnet sie aus dem Widerstand auf Grund der für Wolfram von LANGMUIR, WORTHING und FORSYTHE aufgestellten Tabellen [160, 171, 2267[.

DAVISSON und GERMER erhielten bei Anwendung der beschriebenen Methode für die Austrittsarbeit von Wolfram den Wert $4{,}52 \pm 0{,}05$ eV. Gleichzeitig erhielt DUSHMAN bei sehr sorgfältigen unmittelbaren Berechnungen des Emissionsstromes, indem er eine Korrektur wegen des SCHOTTKY-Effektes einführte (siehe unten) sowie die RICHARDSON-DUSHMANsche Formel dafür benutzte, den Wert 4,485 eV. Damit wurde eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse der zwei vollkommen verschiedenen Methoden erzielt. Wendet man jedoch mit den gleichen Versuchsdaten die erste RICHARDSONsche Formel an, so erhält man für φ den Wert 4,78 eV. DUSHMAN stellte fest, daß der Unterschied zwischen dem letzten Wert und dem von DAVISSON und GERMER gefundenen Wert bedeutend größer ist als der Meßfehler. Somit darf man behaupten, daß der Vergleich der Ergebnisse bei der Bestimmung von φ durch die beiden beschriebenen Methoden als experimentelle Bestätigung der zweiten RICHARDSONschen Formel angesehen werden kann und daß auch von Seiten des Experimentes die Auswahl zwischen der ersten und zweiten Formel zugunsten der zweiten entschieden ist [173, 174].

Als dritte Methode zur Bestimmung der effektiven Austrittsarbeit $\varphi = W_a - W_i$ dient die Bestimmung der Schwelle des Photoeffektes (siehe Kap. IV). Diese Methode ergibt Werte von φ, die mit denen übereinstimmen, die sich aus der Anwendung der RICHARDSON-DUSHMANschen Formel ergeben. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Reinheit der Metalloberflächen bei Experimenten mit thermischer Elektronenemission und bei Anwendung des Photoeffekts die gleiche ist. Über die Nachprüfung der Gesetze der thermischen Elektronenemission sehr schwacher Ströme (Austritt einzelner Elektronen) siehe [293, 294].

§ 6. Beziehung zwischen Austrittsarbeit und Kontaktpotentialdifferenz zweier Metalle

In einem geschlossenen Raum, der von einer undurchlässigen Hülle O begrenzt wird, mögen sich zwei verschiedene Metallkörper B_1 und B_2 befinden (Abb. 50), die ein und dieselbe Temperatur T besitzen. Wir wollen annehmen, daß die Aus-

trittsarbeit eines Elektrons des Metalles B_1 kleiner als die des Metalles B_2 sei. In diesem Fall wäre die Elektronenanzahl n_1 in 1 cm³ des Körpers B_1 größer als die Anzahl n_2 in 1 cm³ nahe der Oberfläche des Körpers B_2. Infolgedessen würde eine Elektronenbewegung von B_1 zu B_2 stattfinden. Der Übertritt der überschüssigen Elektronen in das Innere des Körpers B_2 erfolgt solange, bis das Potential des Körpers B_2 in bezug auf B_1 derart wird, daß das Feld einen weiteren Übergang der Elektronen von B_1 nach B_2 verhindert. Um die also zwischen B_1 und B_2 entstehende Potentialdifferenz mit dem Druck p_1 und p_2 des Elektronengases der Körper B_1 und B_2 und ferner mit n_1 und n_2 in Verbindung zu bringen, wählen wir im Raum zwischen den Körpern B_1 und B_2 einen Zylinder mit dem Querschnitt f und betrachten die auf das Elektronengas wirkenden Kräfte in einer dünnen Schicht C von der Stärke dl, die in diesem Zylinder senkrecht zu seiner Achse ausgeschnitten ist (Abb. 50). Auf diese Schicht wirken:

1. die Druckdifferenz des Elektronengases zwischen rechter und linker Seite der Schicht; diese Kraft ist das Produkt aus dl, dem Zylinderquerschnitt f und dem Druckgradienten und

2. die Summe aller auf die Elektronen innerhalb der Schicht wirkenden Kräfte. Das Volumen der Schicht beträgt fdl; die Anzahl der Elektronen in der Schicht beträgt $nfdl$. Da die Elektronenladung negativ ist, wird man bei der Berechnung der Resultierenden dieser Kräfte den Gradienten $\frac{dV}{dl}$ mit einem Minuszeichen versehen müssen. Im Gleichgewichtsfall ist die auf die Elektronengasschicht C wirkende Summe aller Kräfte Null. Folglich ist

Abb. 50. Zur Ableitung der Beziehungen zwischen der Differenz der Austrittsarbeit zweier Metalle und ihrer Kontaktpotentialdifferenz

$$f\frac{dp}{dl}dl - enf\frac{dV}{dl}dl = 0.$$

Daraus finden wir:

$$\frac{e}{kT}\frac{dV}{dl}dl = \frac{1}{p}\frac{dp}{dl}dl, \text{ da } p = nkT$$

oder

$$\frac{e}{kT}\frac{dV}{dl}dl = \frac{dp}{p}.$$

Integrieren wir diesen Ausdruck längs der Achse unseres Zylinders von B_1 bis B_2, so finden wir

$$\frac{e(V_1 - V_2)}{kT} = \ln\frac{p_1}{p_2} = \ln\frac{n_1}{n_2}, \qquad (45)^{1)}$$

da p und n einander proportional sind.

[1]) Der Ausdruck (45) ist nichts anderes als ein Sonderfall des Theorems von BOLTZMANN $n = n_0 e^{-\frac{W}{kT}}$, wobei n und n_0 die auf eine Volumeneinheit an zwei Punkten entfallende Partikelanzahl und W die Differenz der potentiellen Energie der Teilchen in diesen Punkten darstellen.

Bei unserem Gedankenexperiment handelt es sich um einen stationären Gleichgewichtszustand, für den n_1 und n_2 Konstante sind. In diesem Falle sind die Elektronenanzahlen N_1 und N_2, die von einer Flächeneinheit eines jeden der Körper B_1 und B_2 in einer Sekunde austreten, gleich den Elektronenanzahlen N'_1 und N'_2, die infolge der Wärmebewegung in derselben Zeit auf die gleiche Flächeneinheit von außen eintreffen. Mit der Beziehung $N = \frac{1}{4} nv$ finden wir $\frac{N_1}{N_2} = \frac{n_1}{n_2}$. Folglich sind die Dichten des Emissionsstromes I_1 und I_2 proportional $(1 - r_1) n_1$ und $(1 - r_2) n_2$, wobei r_1 und r_2 die Koeffizienten der Elektronenreflexion an der Grenze Metall — Vakuum sind. Deshalb kann man schreiben:

$$\frac{(1 - r_1) n_1}{(1 - r_2) n_2} = \frac{I_1}{I_2}, \quad \text{woraus} \quad \frac{n_1}{n_2} = \frac{I_1 (1 - r_2)}{I_2 (1 - r_1)} \quad \text{folgt.}$$

Berücksichtigen wir jetzt (45) und bezeichnen wir die Potentialdifferenz $V_1 - V_2$, ausgedrückt in Volt, durch U_K, so haben wir

$$\frac{e U_K}{300 kT} = \ln \frac{I_1 (1 - r_2)}{I_2 (1 - r_1)}. \tag{46}$$

Nach der RICHARDSON-DUSHMANschen Formel finden wir, indem wir die Austrittsarbeit in Elektronenvolt angeben:

$$\left.\begin{aligned} \frac{I_1}{1 - r_1} &= A T^2 e^{-\frac{e\varphi_1}{300 kT}}, \quad \ln \frac{I_1}{1 - r_1} = \ln A + 2 \ln T - \frac{e \varphi_1}{300 kT}; \\ \frac{I_2}{1 - r_2} &= A T^2 e^{-\frac{e\varphi_2}{300 kT}}, \quad \ln \frac{I_2}{1 - r_2} = \ln A + 2 \ln T - \frac{e \varphi_2}{300 kT}. \end{aligned}\right\} \tag{47}$$

Subtrahieren wir die zweite Gleichung von der ersten, so erhalten wir:

$$\ln \frac{I_1 (1 - r_2)}{I_2 (1 - r_1)} = \frac{e}{300 kT} (\varphi_2 - \varphi_1) \tag{48}$$

und weiterhin gemäß (46):

$$U_K = \varphi_2 - \varphi_1. \tag{49}$$

Unsere Schlußfolgerung hängt keineswegs vom Abstand der Körper B_1 und B_2 ab. Sie bleibt auch dann richtig, wenn die Körper sich berühren. U_K ist in diesem Falle jedoch nichts anderes als die *Kontaktpotentialdifferenz* der Metalle B_1 und B_2. Somit ist die Differenz der Elektronenaustrittsarbeiten zweier Metalle gleich der Kontaktpotentialdifferenz dieser Metalle im Vakuum.

Wir hatten angenommen, daß die Größe A in der RICHARDSON-DUSHMANschen Formel ein und dieselbe für beide Metalle ist. Setzen wir in (47) für das erste Metall A_1 und für das zweite A_2, so erhalten wir an Stelle von (48)

$$\ln \frac{I_1 (1 - r_2)}{I_2 (1 - r_1)} = \frac{e}{kT} \frac{(\varphi_2 - \varphi_1)}{300} + \ln \frac{A_1}{A_2} \tag{50}$$

und an Stelle von (49)

$$U_K = \varphi_2 - \varphi_1 + 300 \frac{kT}{e} \ln \frac{A_1}{A_2}, \tag{51}$$

oder wir finden nach Einsetzen der Zahlenwerte für k und e:

$$U_K = \varphi_2 - \varphi_1 + 300 \frac{kT}{e} \ln \frac{A_1}{A_2} = \varphi_2 - \varphi_1 + 0{,}862 \cdot 10^{-4}\, T \ln \frac{A_1}{A_2}. \tag{52}$$

Sollte das Verhältnis $\frac{A_1}{A_2}$ kleiner sein als 2,7, so wird das Korrekturglied im Ausdruck (52) bei Zimmertemperatur kleiner sein als $2{,}5 \cdot 10^{-2}$, d. h., es liegt an der Grenze der Meßgenauigkeit.

Die Gleichung (49) führt zu einer vierten Art der Bestimmung von φ durch Messung der Potentialdifferenz zwischen dem gegebenen Metall und einem anderen, dessen φ bekannt ist. Diese Messung ist bequem, da sie kein Erhitzen auf hohe Temperaturen erfordert, was z. B. bei leicht schmelzbaren Metallen unmöglich ist.

Die Kontaktpotentialdifferenz kann durch sehr sorgfältige unmittelbare elektrometrische Messungen bestimmt werden. Einfacher ist ihre Bestimmung aus der Verschiebung der Strom-Spannungs-Charakteristik einer Diode nach dem Auswechseln der aus einem bestimmten Metall gefertigten Anode gegen eine aus einem anderen Metall gefertigte, die allerdings dieselben Maße und die gleiche Lage zur Kathode haben muß wie die erste [175—180]. Der Austausch der Anoden wird durch ihre Verschiebung innerhalb der Röhre mit einer speziell dafür konstruierten Vorrichtung bewerkstelligt. Die Methode beruht darauf, daß die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode gleich der Potentialdifferenz ist, die am Voltmeter abgelesen wird und auf der Abszissenachse der Strom-Spannungs-Charakteristik plus positiver oder negativer Berührungsspannung zwischen dem Material der Kathode und der Anode aufgetragen wird. Weitere Methoden sind in [176, 179] beschrieben.

Sorgfältige Messungen der Kontaktpotentialdifferenz bei gutem Vakuum haben gezeigt, daß die Beziehung (49) mit den Experimenten gut übereinstimmt. Siehe auch [274].

§ 7. Die SCHOTTKYsche Theorie. Abhängigkeit der Austrittsarbeit vom äußeren Feld

Besitzt irgendein Leiter in einem Abstand x von einer homogenen ebenen Fläche MN die elektrische Ladung e, so wird diese Ladung eine Ladung auf der Fläche MN mit entgegengesetztem Vorzeichen induzieren. Die Influenzladung zieht die Ladung e ebenso an wie eine Ladung mit entgegengesetztem Vorzeichen, die im Spiegelungspunkt der Ladung e in bezug auf einen ebenen Spiegel MN liegen würde. Man kann daher bei der Untersuchung des Elektronenaustrittsprozesses aus einem Metall [181] den gesamten Weg des Elektrons in zwei Teile aufteilen. Im ersten Teil befindet sich das Elektron hauptsächlich unter der Einwirkung der ihm nächstgelegenen Ionen und Atome, im zweiten Teil kann man die Resultierenden aller auf das Elektron einwirkenden Kräfte mit dieser Bildkraft identifizieren. Ohne ein äußeres Feld fliegen aus dem Metall nur solche Elektronen, die bei ihrer Annäherung an die Metalloberfläche eine kinetische Energie besitzen, die gleich oder größer als die Austrittsarbeit φ ist. Wirkt außer dem Atomfeld im ersten Abschnitt sowie außer der Bildkraft im zweiten Abschnitt auf das Elektron noch ein äußeres elektrisches Feld, das seine Bewegung beschleunigt und den rücktreibenden Kräften entgegenwirkt, so ist der Vorrat an kinetischer Energie, den das Elektron zum Austritt aus dem Metall besitzen muß, kleiner als ohne ein äußeres Feld. Mit anderen Worten, die Austrittsarbeit des Elektrons ist bei Vorhandensein eines äußeren Feldes geringer.

Da wir die Bildkraft $\frac{e^2}{4x^2}$, die auf das Elektron in einer Entfernung x von der Metalloberfläche wirkt, kennen, läßt sich die Kurve ABC (Abb. 51) für den Verlauf des elektrischen Potentials entsprechend dieser Kraft zeichnen.

Die Kurve stellt eine Hyperbel dar und nähert sich asymptotisch der X-Achse. Wir nehmen an, der Punkt P entspräche der Entfernung, bei der die Hyperbel hier praktisch mit der X-Achse zusammenfällt, da die auf das Elektron wirkende rücktreibende Kraft verschwindend gering wird. Nun tragen wir in die gleiche Zeichnung

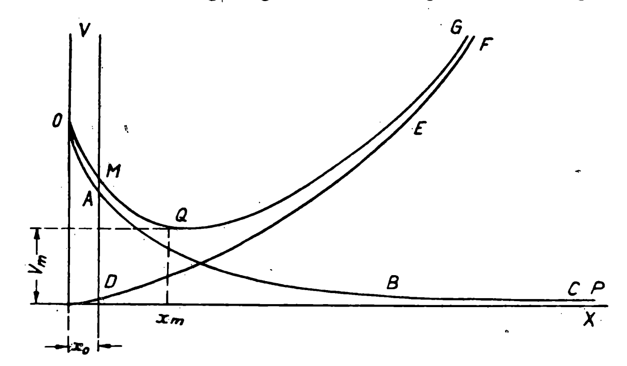


Abb. 51. Herabsetzung der Potentialschwelle eines Metalls unter der Wirkung eines äußeren Feldes nach SCHOTTKY

die Potentialkurve DEF des äußeren Feldes ein. Zur Bestimmung der auf das Elektron in jedem Punkt seines Weges wirkenden resultierenden Kraft sind die Ordinaten der Kurven ABC und DEF zu einer resultierenden Potentialverteilung zusammengefaßt. Der Tangens des Neigungswinkels in jedem Punkt der Gesamtkurve, multipliziert mit der Elementarladung e, bestimmt die auf ein Elektron wirkende Kraft. Die Potentialverteilungskurve MQG hat dann ihr Minimum im Punkte Q. In allen Punkten links vom Minimum verlangsamt die resultierende Kraft die Elektronenbewegung. In allen Punkten rechts von Q beschleunigt die resultierende Kraft die Elektronenbewegung. Ohne ein äußeres Feld werden alle diejenigen Elektronen endgültig die Oberfläche des Metalls verlassen, die sich von ihr um eine Strecke entfernen, die dem Punkt P entspricht. Bei Vorhandensein eines äußeren Feldes werden die Elektronen die Metalloberfläche endgültig verlassen, die davon eine dem Punkte Q entsprechende Entfernung erlangen. Elektronen, die diesen Punkt nicht erreichen, kehren in das Metall zurück.

Wir kennen den Verlauf der betrachteten Potentialkurve auf dem ersten Abschnitt des Elektronenweges von $x = 0$ bis $x = x_0$ nicht. Das ist jedoch unwesentlich; denn für die weitere Berechnung genügt es zu wissen, daß an irgendeinem Punkt 0 dieses Abschnittes die Wirkung des äußeren Feldes, das selbst nicht in das Metall eindringt, endet, und die beiden Kurven CBA und GQM laufen in diesem Punkt zusammen. Die vom Elektron beim Austritt aus dem Metall auf seinem Weg vom Punkt 0 bis zu der Entfernung, in der es als frei betrachtet werden kann, geleistete Arbeit ist im Falle eines äußeren Feldes wie auch beim Fehlen eines solchen ein und dieselbe und von der Größe $e \cdot V_m$, wobei e die Ladung des Elektrons und V_m das Potentialminimum des resultierenden Potentials V darstellt, da das Elektron im ersteren Falle eine der

Ordinate des Punktes 0 entsprechende Potentialdifferenz durchläuft und im zweiten eine um die Größe V_m kleinere Potentialdifferenz bewältigt. Somit kommen wir zu der Schlußfolgerung, daß ein äußeres Feld die Austrittsarbeit um die Größe

$$\Delta\varphi = eV_m \tag{53}$$

verringert.

Bezeichnen wir das einem äußeren Feld entsprechende Potential mit V_1. Auf der Kathodenoberfläche ist $V_1 = 0$. Bei einem homogenen Feld (ebene parallele Kathode und Anode) können wir schreiben:

$$V_1 = x\frac{dV_1}{dx}$$

oder, wenn wir an Stelle $\frac{dV_1}{dx}$ die Feldstärke E des äußeren Feldes einsetzen,

$$V_1 = xE\,. \tag{54}$$

Unsere sämtlichen Berechnungen beziehen sich auf Punkte, die in sehr geringen Abständen von der Kathode liegen. Wir können daher den gleichen Ausdruck nur in erster Näherung auf den allgemeinen Fall des inhomogenen Feldes anwenden, wenn der Krümmungshalbmesser verschwindend klein ist und sich auch die Feldstärke an der Kathode nicht zu schnell verändert. Dies ist gleichbedeutend mit einer Zerlegung von V_1 in eine TAYLOR-Reihe, die nach dem ersten Glied abgebrochen wird.

Legen wir das elektrische Potential $\frac{e}{4x}$, das der Stärke der Bildkraft entspricht, mit V_1 zusammen, so finden wir für das resultierende Potential V:

$$V = xE + \frac{e}{4x}\,. \tag{55}$$

Zur Auffindung der Abszisse x_m, die dem Minimum von V_m entspricht, setzen wir die Ableitung von V nach x gleich Null und lösen nach x auf. Wir finden:

$$x_m = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{e}{E}}\,. \tag{56}$$

Wenn wir den Wert x_m in (55) und (53) einsetzen, so erhalten wir:

$$V_m = \frac{E}{2}\sqrt{\frac{e}{E}} + \frac{e}{2\sqrt{\frac{e}{E}}} = \sqrt{E\cdot e}\,; \tag{57}$$

$$\Delta\varphi = e^{\frac{3}{2}}E^{\frac{1}{2}}\,. \tag{58}$$

Ohne ein äußeres Feld ist der Emissionsstrom der Kathode nach der RICHARDSON-DUSHMANschen Formel:

$$I_0 = AT^2\cdot e^{-\frac{\varphi}{kT}}\,.$$

Mit einem äußeren Feld ergibt sich jedoch

$$I = AT^2 e^{-\frac{\varphi-\Delta\varphi}{kT}}\,. \tag{59}$$

Daraus folgt

$$\frac{I}{I_0} = e^{\frac{\Delta\varphi}{kT}} = e^{\frac{e^{\frac{3}{2}}E^{\frac{1}{2}}}{kT}}\,. \tag{60}$$

Wenn wir für die Konstanten ihre Zahlenwerte einführen und E in $\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$ ausdrücken, finden wir:

$$I = I_0 \cdot e^{\frac{4,39}{T}\sqrt{E}}. \tag{61}$$

Im Falle zylindrischer Elektroden, d. h. einer Kathode, die konzentrisch von einer Anode umgeben ist, nimmt (61) folgende Gestalt an:

$$\frac{I}{I_0} = e^{\frac{4,39}{T}\sqrt{\frac{U_a}{r_0 \ln \frac{r_a}{r_0}}}}, \tag{62}$$

worin U_a das Anodenpotential in bezug auf die Kathode, r_a der Anodenhalbmesser und r_0 der Kathodenhalbmesser sind.

Die Formel (62) wurde experimentell sehr sorgfältig geprüft und entspricht in einem weiten Temperaturintervall gut den Versuchsergebnissen [182—184].

Um den Einfluß des äußeren Feldes auf den Emissionsstrom zu kennzeichnen, geben wir Tabelle 3 aus der Arbeit [182] an. Die Kathodenlänge bei diesem Versuch betrug 15 cm, der Durchmesser 0,010 cm.

Tabelle 3

U_a (Volt)	(bei T 2239° K) I (10^{-3} A)	(bei T 2065° K) I (10^{-3} A)	(bei T 1897° K) I (10^{-4} A)
100	0,984	0,996	0,910
225	1,050	1,060	0,975
400	1,124	1,124	1,040
475	1,154	1,150	1,065

Die Zahlen dieser Tabelle zeigen, daß bei Änderung der Potentialdifferenz zwischen der zylindrischen Anode und der Kathode von 100 bis 475 V der Sättigungsstrom nur um 17% vergrößert wird.

Somit ist es notwendig, bei genauer Bestimmung der Austrittsarbeit φ den Einfluß des äußeren Feldes zu berücksichtigen („SCHOTTKY-Effekt"). Über Abweichungen von den festgestellten Gesetzmäßigkeiten (dem „SCHOTTKY-Gesetz") siehe [276 bis 279].

§ 8. Die Feldemission (kalte Emission)

Nach der RICHARDSON-DUSHMANschen Formel tritt ein Emissionsstrom bei jeder Temperatur auf. Bei kleinem T ist dieser Strom gering, er vergrößert sich jedoch, wenn ein äußeres Feld die Austrittsarbeit vermindert. Nun fragt es sich, ob man das äußere Feld nicht um so viel vergrößern könnte, daß der Emissionsstrom bei annähernd Zimmertemperatur des Metalls eine merkliche Größe erreichen würde. Das Experiment hat gezeigt, daß ein solcher Vorgang, den man *Feldemission* oder *kalte Emission* nennt, tatsächlich stattfindet. Wenn man im Vakuum zwei Metallelektroden recht nahe aneinander bringt und allmählich die zwischen ihnen

liegende Potentialdifferenz vergrößert, so wird das Vakuum, wie hoch es auch sei, durchbrochen. Wie jedoch Untersuchungen von MILLIKAN und EYRING bewiesen haben [189], ist die SCHOTTKY-Formel in diesem Fall nicht anwendbar, und die Feldemission wird bei Feldstärken beobachtet, die hundertmal kleiner als diejenigen sind, die aus der Formel hervorgehen.

Die Feldemission hängt mit der Wellennatur des Elektrons zusammen und stellt nicht etwa ein Überspringen der Potentialschwelle an der Metallgrenze durch die schnellen Elektronen dar, sondern ist im Einklang mit den Vorstellungen der Wellenmechanik eine neue Erscheinung: Das ist der Elektronendurchgang durch die Potentialschwelle (der sogenannte Tunneleffekt). An der Metallgrenze erfährt die Elektronenwelle trotz des Vorhandenseins der Potentialschwelle keine vollkommene Reflexion, sondern geht zum Teil in den das Metall umgebenden Raum über. Die Durchdringungswahrscheinlichkeit D der Metalloberfläche für Elektronenwellen hängt von der Form der Potentialschwelle ab und ist um so größer, je schmaler diese Schwelle ist.

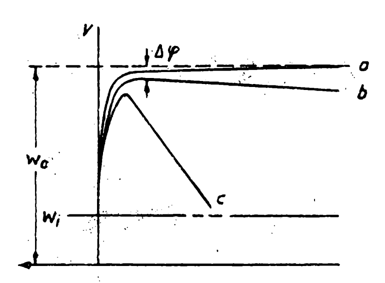


Abb. 52. Potentialschwelle an der Metalloberfläche: a — ohne äußeres Feld; b — bei schwachem äußeren Feld; c — bei starkem äußeren Feld

Bei der Schwelle der Kurve a, die schematisch in Abb. 52 dargestellt ist (äußere Feldstärke $E = 0$), ist für alle Elektronen, bei denen $W < W_a$, D gleich Null. Wenn $E > 0$, so ist $D \neq 0$ bei beliebigem W. Bei einer Schwelle, wie sie Kurve c zeigt, ist D größer als bei der breiteren, durch die Kurve b dargestellten Schwelle. Die Schwelle ist um so schmäler, je stärker sich das Potential mit der Entfernung vom Metall ändert, d. h., je größer die Feldstärke E an der Oberfläche des Metalls ist. Deshalb ist die Amplitude der durch die Potentialschwelle gedrungenen Elektronenwelle von der äußeren Feldstärke abhängig. Das Amplitudenquadrat der Elektronenwelle gibt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons in jedem Punkt an. Die Durchdringungswahrscheinlichkeit der Elektronen durch die Potentialschwelle und folglich auch die Stromdichte der kalten Emission hängt also von der äußeren Feldstärke ab. Die zu diesem Effekt durchgeführten Berechnungen auf Grund der Wellenmechanik [187, 290] führen zu der Beziehung

$$I = c_1 E^2 e^{-\frac{c_2}{E}}, \tag{63}$$

wobei

$$c_1 = \frac{e}{2\pi h} \frac{W_i^{\frac{1}{2}}}{W_a \varphi^{\frac{1}{2}}}, \quad c_2 = \frac{8\pi}{3h} \sqrt{2m\varphi^3}. \tag{64}$$

Gleichung (63) berücksichtigt den Durchgang der Elektronen durch die Potentialschwelle, während die SCHOTTKY-Formel (61) lediglich die Herabsetzung der Potentialschwelle berücksichtigt.

Wie aus (63) und (64) zu ersehen, ist der Kaltemissionsstrom um so größer, je kleiner die effektive Austrittsarbeit φ wird. Bei kleinem φ sinkt die äußere Feldstärke, bei der die Feldemission bemerkbar wird, um einige Größenordnungen.

Da das Vorhandensein unvermeidlicher Unebenheiten und die Rauheit der Kathodenoberfläche die Feldstärke an einzelnen Punkten stark erhöht, so erhält man nur dann eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, wenn man den „Feldkoeffizienten" B einführt, der dem Verhältnis der tatsächlichen Feldstärke zur berechneten entspricht, indem man die Oberfläche als ideal eben betrachtet, und einen anderen Koeffizienten g, der das Verhältnis des tatsächlich emittierenden Kathodenoberflächenteils zu ihrer gesamten Oberfläche darstellt. Unter Berücksichtigung dieser Korrektur nimmt die Formel (63) folgende Gestalt an:

$$I = g c_1 (BE)^2 e^{-\frac{c_2}{BE}}. \tag{65}$$

In dem Bereich der Kathodentemperaturen, in dem die Thermoelektronen- sowie die Feldemission ein und dieselbe Größenordnung besitzen, benutzt man die empirisch ermittelte Formel [208]

$$I = a(T + cE)^2 e^{-\frac{b}{T+cE}}, \tag{66}$$

in der a, b und c Konstanten darstellen, die für jedes Metall charakteristisch sind. Über die experimentellen Untersuchungen der Feldemission siehe [189, 283, 289]. Die Feldemission spielt bei einigen Vorgängen der Gasentladung, ähnlich wie die thermische Elektronenemission, eine bedeutende Rolle [188]. Sie führt ebenfalls zum elektrischen Durchbruch des Hochvakuums. Bei der Feldemission ist zu erwarten, daß die für die thermische Emission charakteristische Temperaturverminderung der Kathode nicht zu beobachten ist, da im Gegensatz zur letzteren bei der Feldemission Elektronen beliebiger Geschwindigkeiten, und nicht nur die schnellsten, die Kathode verlassen. Versuche [215] haben diese Vermutung bestätigt.

Zu den Fragen der kalten Emission siehe auch [185, 186].

§ 9. Geschwindigkeitsverteilung im Elektronenstrom außerhalb des Metalls bei der thermischen Emission

Da die Elektronengasdichte außerhalb des Metalls bei der thermischen Emission so gering ist, daß auf das Elektronengas die Gesetze der klassischen kinetischen Theorie anwendbar sind, so müßten die Geschwindigkeiten der emittierten Elektronen nach dem Maxwellschen Gesetz verteilt sein. Aus der großen Zahl von Arbeiten zur Prüfung dieser Tatsache wollen wir die Versuche von Germer betrachten [191].

Die Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen besteht darin, daß die von der Kathode emittierten Elektronen von einer anderen Elektrode aufgefangen werden, die sich in derselben Röhre befindet und die wir der Kürze wegen Auffänger nennen wollen. Diesem Auffänger wird ein Bremspotential erteilt. Auf den Auffänger treffen nur die Elektronen, deren Geschwindigkeiten beim Verlassen der Kathodenoberfläche genügend groß sind, um die bremsende Wirkung der Potentialdifferenz U zwischen Kathode und Auffänger zu überwinden, d. h. die Elektronen, deren Geschwindigkeit v der Bedingung

$$\frac{mv^2}{2} \geqq eU \tag{67}$$

entspricht. Messen wir die Ströme I_1 und I_2 zum Auffänger bei entsprechenden Potentialdifferenzen U_1 und U_2 — wobei $|U_2| > |U_1|$ —, so kann festgestellt werden, welcher Elektronenanteil des Stromes I gerade die Geschwindigkeiten besitzt, die gemäß (67) den Potentialdifferenzen U_1 und U_2 entsprechen und zwischen den Geschwindigkeiten v_1 und v_2 liegen. Nachdem in genügend weiten Grenzen die Abhängigkeit I von U festgestellt ist, kann man die Geschwindigkeitsverteilung der von der Kathode emittierten Elektronen bestimmen.

Bei den Versuchen GERMERS wurde das bremsende Potential an eine koaxial die Wolframkathode umgebende zylindrische Elektrode gelegt. Für eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung und diese Elektrodenanordnung gab SCHOTTKY eine Formel mit Hilfe des Sättigungsstromes I_s (der bei großem positiven Anodenpotential auftritt) an, die den Strom zur zylindrischen Anode ausdrückt, wenn deren Potential niedriger ist als das Kathodenpotential:

$$I = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{\frac{Ue}{kT}}\, e^{-\frac{Ue}{kT}} + \int\limits_{\sqrt{\frac{Ue}{kT}}}^{\infty} e^{-x^2} \cdot dx \right]. \tag{68}$$

Hierin ist U die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode. Die Messungen von GERMER wurden bei verschiedenen Kathodentemperaturen zwischen 1440 und 2475° K durchgeführt. Es wurden Emissionsströme von einigen 10^{-1} bis zu 10^{-15} A verwendet. Sehr geringe Ströme wurden mit einem Elektrometer gemessen. Innerhalb dieses weiten Strombereiches hat sich die Formel (68) in den Grenzen der Meßfehler bewährt. Im ganzen Intervall der oben erwähnten Temperaturen der emittierten Elektronen gilt also die MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung.

Den die Beobachtung störenden Potentialabfall längs der Kathode schloß GERMER auf folgende Weise aus: Die Kathode wurde mit Wechselstrom bis zu 500 Hz geheizt, der durch die Gleichrichterröhre K (Abb. 53) gleichgerichtet worden war. In der Halbwelle, in der durch die Kathode Heizstrom ging, lag am zylindrischen Auffänger eine hohe negative Spannung, die den Strom sperrte. In der zweiten Halbwelle wurde diese Spannung automatisch abgeschaltet. Das wurde dadurch erreicht, daß man die Stromkreise im Punkte A zusammenschaltete (Abb. 53). Zwischen dem Punkt A und dem Kathodenende wurde ein Widerstand R von 70 Ohm eingeschaltet.

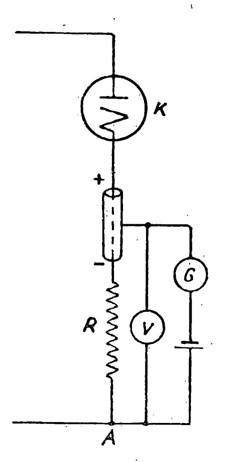


Abb. 53. Versuchsanordnung von GERMER

Somit kann man die MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung für die von einem Metall emittierten Elektronen als experimentell nachgewiesen und gesichert annehmen. Die mittlere (wahrscheinlichste) Geschwindigkeit der emittierten Elektronen bei einer Kathodentemperatur von 2500° K beträgt 0,2 V. Über die Energieverteilung der Elektronen bei der Feldemission siehe [268].

§ 10. Die Emission monomolekularer Schichten. Thorierte, karborierte und Barium-Kathoden

Bei der Anfertigung von Kathoden aus Wolframdraht setzt man dem Wolfram einige Stoffe zu. Diese Stoffe, „Zusätze" genannt, verleihen dem Wolframdraht bestimmte mechanische Eigenschaften (Verminderung der Sprödigkeit, des Durchhängens usw.). Einer dieser Zusätze ist Thoriumoxyd. Bei Drähten aus *thoriertem* Wolfram (ca. 0,5% ThO_2) merkte LANGMUIR [192], daß die Drähte nach einem Glühprozeß sehr große Emissionsfähigkeit erlangen. Diese Erscheinung nannte er *Aktivierung* der thorierten Drähte und stellte dafür folgende Regel auf: Der Draht wird im Vakuum bis zu 2850° K 30 Sekunden lang stark geglüht. Danach wird die Drahttemperatur auf 2000—2100° K gesenkt und beibehalten. Bei dieser Temperatur vergrößert sich die Emission des Drahtes allmählich und erreicht Werte, die bei ein und derselben Temperatur 10^6 mal die Emission eines reinen Wolframdrahtes ohne Thorium übertreffen. Die hohe Emissionsfähigkeit des Drahtes bleibt bei Temperaturen unter 2000° K erhalten. Erhitzt man den Draht jedoch über 2100° K hinaus, so wird seine Aktivität rasch nachlassen und kann nur durch erneutes Aktivieren wiederhergestellt werden.

LANGMUIR erklärte diese Erscheinungen folgendermaßen: Bei der Temperatur von 2850° K wird das im Draht befindliche Thoriumoxyd reduziert. Das sich bildende metallische Thorium diffundiert aus dem Inneren des Drahtes zur Oberfläche und überzieht diese mit einer dünnen Schicht. Bei Temperaturen, die höher als 2100° K liegen, wird die von der Oberfläche des Wolframs verdampfende Thoriummenge größer sein als die Menge, die aus dem Inneren des Drahtes nachdiffundiert. Es bleibt also bei derart hohen Temperaturen keinerlei Spur von Thorium auf der Oberfläche des Wolframs, und die Emission sinkt ab, d. h., sie wird normal. Bei Temperaturen unterhalb 2000° K tritt keine merkbare Diffusion des Thoriums an die Oberfläche auf. Im Intervall von 2000—2100° K stellt sich zwischen der an die Oberfläche diffundierenden Thoriummenge und der Menge des verdampfenden Thoriums ein Gleichgewichtszustand ein. Die Oberfläche des Wolframdrahtes ist von einer monomolekularen Schicht metallischen Thoriums überzogen. Eine zweite Schicht von Thoriumatomen auf der ersten entsteht deshalb nicht, weil die Kohäsionskraft der Thoriumatome untereinander bedeutend schwächer ist als die Kraft zwischen Wolfram und Thorium. Die zweite Schicht der Thoriumatome verdampft daher ständig. Nach der Aktivierung bleibt die monomolekulare Schicht der Thoriumatome auf der Oberfläche des Wolframs auch bei niedrigeren Temperaturen erhalten und ist somit der Grund der erhöhten Emission des aktivierten Wolframdrahtes. Zwischen der oberen Molekülschicht des Wolframs und der Schicht der Thoriummoleküle bildet sich eine elektrische Doppelschicht aus, die eine Beschleunigung der Elektronen, ähnlich der Wirkung eines elektrischen Feldes bedingt, das den Elektronenaustritt aus einem Draht außergewöhnlich erleichtert. Das geschieht, da das Thorium elektrisch positiver als das Wolfram ist und die Thoriumelektronen von der Wolframunterlage abgestoßen werden.

Die Austrittsarbeit des thorierten Wolframs beträgt 2,63 eV, d. h., sie liegt niedriger als die Austrittsarbeit der Elektronen bei reinem metallischen Thorium — 3,38 eV. Tritt in einer Röhre mit thoriertem Wolframdraht, wenn auch nur in sehr geringen Mengen, Gas auf, so wird dieses beim Anlegen eines positiven Potentials an die Anode ionisiert. Die positiven Ionen erhalten eine größere Geschwindigkeit

in Richtung des Drahtes (Kathode) und schlagen beim Auftreffen aus seiner Oberfläche Thoriummoleküle heraus [193, 194]. Der Draht verliert dann seine Emissionsfähigkeit. In allen Gefäßen, in denen thorierte Drähte verwandt werden, muß also ein sehr hohes Vakuum aufrechterhalten werden (10^{-7} Torr).

Die ursprüngliche Vorstellung von LANGMUIR wurde dahingehend präzisiert, daß die molekulare Diffusion des Thoriums auf die Oberfläche nicht durch die Wolframkristalle hindurch erfolgt, sondern längs der Berührungsflächen der einzelnen Kristalle des Wolframs vor sich geht [195—202]. Später wurde bei Experimenten mit dem Elektronenmikroskop [190] noch ein neues Bild der Durchdringung des reduzierten metallischen Thoriums an die Oberfläche des Wolframdrahtes auf dem Wege des stürmischen Zerfalls des Thoriumoxydes entdeckt, der von explosionsartigen Eruptionen der Thoriumdämpfe aus dem Inneren des Wolframdrahtes an seine Oberfläche begleitet ist. Über thoriertes Wolfram siehe auch [218, 273, 284, 285, 287, 288, 298].

Ist die gesamte Oberfläche des Wolframdrahtes nicht gleichmäßig mit einer Thoriumschicht überzogen, so hängt der Emissionsstrom von der Größe des überzogenen Teiles ϑ der Wolframoberfläche ab. Nach der ursprünglich von LANGMUIR aufgestellten Theorie hängt der Logarithmus der Stromdichte linear von dem mit Thorium überdeckten Teil ϑ der Oberfläche nach dem Gesetz [149] ab:

$$\ln i = \ln i_0 + \vartheta (\ln i_1 - \ln i_0) . \tag{69}$$

Darin ist i_0 die Elektronenstromdichte bei völligem Fehlen eines Thoriumfilms ($\vartheta = 0$) und i_1 die Dichte desselben Stromes bei vollständiger Überdeckung der Wolframoberfläche durch einen monomolekularen Thoriumfilm. Die Ableitung dieses Gesetzes beruht auf der Vermutung, daß die Verminderung der mittleren oder scheinbaren Austrittsarbeit φ in jedem gegebenen kleinen Element der Wolframoberfläche dem Bedeckungsgrad ϑ dieses Elements direkt proportional ist, so daß

$$\varphi_0 - \varphi = \vartheta (\varphi_0 - \varphi_1) , \tag{70}$$

wobei φ_0 die Austrittsarbeit des Wolframs bei völligem Fehlen eines Thoriumfilms und φ_1 die Austrittsarbeit bei gänzlichem Überzug des Wolframs durch Thorium ist. Diese Vermutung bedeutet, daß der Einfluß, der auf die Austrittsarbeit φ von jedem Thoriumatom, das erneut an der Wolframoberfläche erscheint, ausgeübt wird, nicht von der Anwesenheit bzw. dem Fehlen benachbarter Thoriumatome auf derselben Fläche und von ihrer Verteilungsdichte abhängt. Um die Beziehung (69) zu erhalten, muß außerdem noch angenommen werden, daß sich der Logarithmus von A bei einer Änderung von ϑ und φ außerordentlich wenig ändert, oder aber daß er sich bei Änderung von ϑ nach dem Gesetz

$$\ln A - \ln A_0 = \vartheta (\ln A_0 - \ln A_1) \tag{71}$$

linear ändert. Dabei ist A_0 der zu $\vartheta = 0$ und A_1 der zu $\vartheta = 1$ gehörende Wert.

Wir geben jetzt das RICHARDSON-DUSHMANsche Gesetz für $\vartheta = 0$, $\vartheta = 1$ und $\vartheta = \vartheta$ an:

$$i_0 = A_0 T^2 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}; \quad i_1 = A_1 T^2 e^{-\frac{\varphi_1}{kT}}; \quad i = A T^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}}.$$

Wenn wir jeden dieser Ausdrücke logarithmieren und jede erhaltene Gleichung von

der anderen subtrahieren, so finden wir:

$$\ln i - \ln i_0 = \ln A - \ln A_0 + \frac{1}{kT}(\varphi_0 - \varphi), \tag{72}$$

$$\ln i_1 - \ln i_0 = \ln A_1 - \ln A_0 + \frac{1}{kT}(\varphi_0 - \varphi_1). \tag{73}$$

Multipliziert man Gleichung (73) mit ϑ und löst sie nach $\frac{\vartheta}{kT}(\varphi_0 - \varphi_1)$ auf, so findet man

$$\frac{\vartheta}{kT}(\varphi_0 - \varphi_1) = \vartheta(\ln i_1 - \ln i_0) - \vartheta \ln A_1 + \vartheta \ln A_0. \tag{74}$$

Ersetzen wir in (72) $\varphi_0 - \varphi$ durch $\vartheta(\varphi_0 - \varphi_1)$ nach (70) und $\frac{\vartheta}{kT}(\varphi_0 - \varphi_1)$ durch den Ausdruck (74), so finden wir

$$\ln i - \ln i_0 = \vartheta(\ln i_1 - \ln i_0) + \ln A - \ln A_0 - \vartheta(\ln A_0 - \ln A_1) \tag{75}$$

und kommen auf Grund der Gleichung (71) zu der Beziehung (69). Diese Beziehung diente LANGMUIR in einzelnen Fällen zur Beurteilung der Größe ϑ durch den Strom i bei der Untersuchung von Prozessen der Aktivierung und Inaktivierung thorierter Kathoden. Spätere Untersuchungen zeigten jedoch, daß die von LANGMUIR gemachten Annahmen sich nicht völlig durch den Versuch rechtfertigen lassen[1]). Beständiger als die gewöhnlichen thorierten Kathoden erweisen sich in einem beliebigen Kohlenwasserstoffgas geglühte, die sogenannten *karborierten Kathoden*. Durch eine solche Bearbeitung ist die Wolframkathode mit einer Schicht Wolframkarbid überzogen. Das Karbid hält den monomolekularen Thoriumfilm besser auf seiner Oberfläche zurück als reines Wolfram [2458].

Außer Kathoden aus thoriertem Wolfram werden heute auch Kathoden aus thoriertem Molybdän verwandt [271, 281].

Neben Thorium haben LANGMUIR und seine Mitarbeiter [203, 204] auch andere monomolekulare Emissionsschichten entdeckt. Führt man in die Röhre z. B. Cäsiumdampf ein, so verstärkt sich die Emission des Wolframdrahtes sehr stark. Die für die Ablösung eines Valenzelektrons vom Cäsiumatom aufzuwendende Energie ist kleiner als die Austrittsarbeit eines Elektrons für Wolfram. Anders ausgedrückt: Die Affinität der Metalloberfläche des Wolframs zum Elektron ist größer als die Affinität des Cäsiumions zum Elektron. Sobald die neutralen Cs-Atome bei ihren Bewegungen in die Nähe der Oberfläche des glühenden Wolframdrahtes gelangen, löst das Wolfram die Valenzelektronen der Cäsiumatome. Die sich auf diese Weise bildenden Cäsiumionen werden an der Drahtoberfläche von elektrostatischen Kräften festgehalten und bilden am Wolframdraht eine positiv geladene monomolekulare Schicht.

Experimente haben gezeigt [205], daß die Austrittsarbeit in diesem Falle bei einem Bedeckungsgrad $\vartheta = 0{,}67$ den geringsten Wert hat, und nicht bei $\vartheta = 1$. Dies erklärt sich daraus, daß sich zusammen mit den Cäsiumionen auch die neutralen Cäsiumatome an die Oberfläche des Wolframs anlagern, da sie im Feld noch vor den bereits angesetzten Ionen polarisiert sind und nun von ihnen angezogen werden. Diese polarisierten Atome nehmen zuerst eine Lage ein, in der die entstandenen Dipole den Austritt der Elektronen erleichtern (die Atome sitzen unmittelbar an den

[1]) Genaueres siehe REIMANN [149], S. 110—112 der russischen Übersetzung.

Ionen). Bei großen Bedeckungsgraden, bei denen die neu auf die Oberfläche des Wolframs ansetzenden Atome nicht unmittelbar an den Cäsiumionen Platz finden, liegen die in ihnen induzierten Dipole so, daß der Elektronenaustritt bei der sich weiterhin vergrößernden Anzahl adsorbierter Atome erschwert wird[1]).

Die Bildung einer monomolekularen Schicht erklärt diese Erscheinung nicht völlig: sie findet ebenfalls an der Oberfläche des Wolframs und des Rheniums statt, wenn Sie mit Natriumdampf in Berührung kommen [206], obgleich die Ionisierungsarbeit von Na-Atomen (5,2 eV) größer ist als die Austrittsarbeit des Elektrons von der Oberfläche des Wolframs. Die Energie wird also bei dem Ionisierungsprozeß des Natriumdampfes durch glühendes Wolfram nicht frei, sondern umgekehrt, sie wird gebunden. Da die Übergangswahrscheinlichkeit des Elektrons aus dem Na-Atom in das metallische Wolfram, die durch die Gesetze der Wellenmechanik bestimmt wird, nicht gleich Null ist, kann ein Übergang des Elektrons aus dem Natriumatom in das metallische Wolfram erfolgen.

Eine andere Herabsetzung der Austrittsarbeit durch die Bildung einer monomolekularen Bariumschicht haben wir bei den in der Technik der Elektronenröhrenfertigung angewandten *Barium-Kathoden*. Eine ihrer Herstellungsmethoden wollen wir beschreiben: Die Kathode wird mit Bariumoxyd BaO überzogen, das bei nachfolgender Erwärmung zerfällt, so daß das reine Barium zurückbleibt. Eine andere Methode (das „Thermitverfahren") besteht darin, daß man auf die Anode eine geringe Menge von Bariumoxyd gemischt mit Aluminium aufbringt. Dann wird die Anode durch Hochfrequenzstrom erhitzt, und dabei erfolgt die Reaktion

$$3\,\mathrm{BaO} + 2\,\mathrm{Al} = \mathrm{Al_2\,O_3} + 3\,\mathrm{Ba}.$$

Gleichzeitig wird zwischen Kathode und Anode eine Spannung angelegt, die im Bariumdampf eine elektrische Entladung hervorruft. Die Bariumionen wandern zur Kathode und bilden auf ihr eine gleichmäßige Schicht. Die Schicht ist am festesten, wenn sie nicht unmittelbar auf dem Metall aufliegt, sondern wenn die metallische Unterlage oxydiert ist. Als Unterlagen für Bariumkathoden werden nicht nur Wolfram, sondern auch Platin, Nickel oder Kupfer verwandt [282].

Mit Barium- sowie thorierten Kathoden sind im Laboratorium des Leningrader Werkes „Swetlana" interessante Versuche angestellt worden, die unsere Vorstellung über die monomolekulare Schicht bestätigen. Durch Erwärmung wurde das Barium oder Thorium von einem Draht zum anderen umdestilliert. Die Emission dieses zweiten Drahtes wurde gemessen und die Menge des auf ihn übergegangenen Bariums durch Bestimmung der Verdampfungsgeschwindigkeit des Bariums festgestellt. Es zeigte sich, daß die Emission des zweiten Drahtes dann am stärksten war, wenn die niedergeschlagene Bariummenge einer monomolekularen Schicht entsprach. Parallel mit der Emissionsveränderung ging auch eine Veränderung der Kontaktpotentialdifferenzen zwischen Draht und Anode [207].

In diesem Zusammenhang muß auch der Einfluß des Gases auf die thermische Elektronenemission erörtert werden. Argon und Quecksilberdampf in der Röhre haben auf die Emission der Wolframkathode keinen Einfluß. Stickstoff setzt die Emission ein wenig herab (das wird bei einem Gasdruck von 10^{-4} Torr bemerkbar). Die Anwesenheit von Sauerstoff setzt die Emission des Wolframdrahtes noch mehr herab; diesen Effekt bemerkt man schon bei einem Druck von 10^{-5} Torr. Die Ur-

[1]) Siehe das Buch von De Boer [150].

sache bleibt immer dieselbe: Es ist die Bildung einer monomolekularen Schicht von Stickstoff oder Sauerstoff am Wolframdraht. Allerdings wird in diesem Falle das an der Oberfläche des Metalls auftretende Feld infolge des Vorhandenseins einer monomolekularen Schicht eines fremden Stoffes den Elektronenaustritt aus dem Metall nicht fördern, sondern umgekehrt ihn erschweren und die Austrittsarbeit vergrößern. Das geschieht deshalb, weil das Trägermetall — das Wolfram — elektropositiver ist als der Überzug — der Sauerstoff.

Von einer solchen Wirkung der monomolekularen Schichten ist jedoch der Fall zu unterscheiden, in dem das Gas in die Metallmasse eindringt und sich in ihr auflöst, wie das z. B. bei Platin, das sich in einer Wasserstoffatmosphäre befindet, stattfindet. In diesem Fall hängt die Emission des Metalls von der aufgelösten Gasmenge ab. Ebenso tritt bei der Gasauflösung im Metall wie auch bei der Bildung monomolekularer Schichten parallel zu diesen Vorgängen manchmal eine Verbindung des Metalls mit dem Gas auf. So erklärt sich das Auftreten einer monomolekularen Stickstoffschicht auf Wolfram durch die Bildung einer WN-Verbindung. Das wird bestätigt, da ebenso wie die Bildung von WN auch der Stickstoffeinfluß auf die Wolframemission bei einer Temperatur von 2400° K beginnt. Siehe auch [272, 296].

§ 11. Oxydkathoden

Eine besondere Art von Kathoden, die ein großes Emissionsvermögen bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen besitzen, sind die *Oxydkathoden* [222—224, 263, 306, 307, 311, 312].

Bei Untersuchungen der thermischen Elektronenemission verschiedener chemischer Verbindungen wurde schon im Jahre 1904 festgestellt, daß eine besonders starke Emission von einer Mischung aus Barium-, Strontium- und Kalziumoxyd, die auf ein Platinblech aufgetragen wird, zu erzielen ist. Heute wird, ungeachtet der bedeutenden konstruktiven Veränderung der Kathode und der großen Unterschiedlichkeit in der Bepastung der Kathode mit Oxyden, das Grundprinzip der Oxydkathoden beibehalten. Für diese Kathode wird meist eine Mischung von 80% Bariumoxyd und je 10% Strontium- und Kalziumoxyd verwandt. Hinzu kommen noch die Bindemittel. Die Oxyde werden auf Nickel, auf eine Speziallegierung oder einfach auf Wolfram oder Molybdän in fertigem Zustand aufgetragen. Teilweise werden auch Karbonate bzw. Nitrate durch nachfolgende Umsetzung beim Glühen im Vakuum in Oxyde verwandelt. Das Metall, auf welches die Oxydschicht aufgetragen wird, nennt man *Unterlage* oder *Träger* (Kern). Um der Oxydkathode die erforderlichen Eigenschaften zu verleihen, wird sie aktiviert [208, 256, 297, 304].

Vor nicht allzu langer Zeit hielt man es für notwendig, den Aktivierungsprozeß mit einem Emissionsstrom vom Träger durch das Oxyd bei einer Entladung im Vakuum oder Gas durchzuführen. Es wurde angenommen, daß beim Stromdurchgang durch die Oxydschicht eine Elektrolyse der letzteren stattfindet, die von Ausscheidungen des metallischen Bariums auf der Grenze zwischen Träger und Oxydschicht begleitet wird. Wir sprechen hier deshalb vom Barium, weil dieses Metall die Hauptrolle bei Oxydkathoden spielt. Man nahm an, das Barium diffundiere von der Oberfläche des Trägers an die Oberfläche der Schicht und bilde hier einen Bariumfilm. Auf der Oberfläche der Oxydkathode hat man tatsächlich einen Metallfilm in Gestalt einzelner glänzender Schuppen bei der Betrachtung dieser Fläche durch ein gewöhn-

liches optisches Mikroskop beobachtet. Dieser Film wurde als Ursache der großen Emissionsfähigkeit von Oxydkathoden angesehen. Man verwandte diese Kathoden ähnlich wie die thorierten bzw. Barium-Kathoden, d. h. als Kathoden, die mit einem Film überzogen sind.

Heute aber werden die Oxydkathoden fast ausschließlich durch Glühen im Vakuum bei Temperaturen von 900° C aktiviert. Bei dieser Temperatur findet eine Zersetzung des Bariumkarbonats unter Ausscheidung von Kohlenmonoxyd CO und ein Zerfall der organischen Bindemittel statt. Der freigewordene Kohlenstoff und das CO reduzieren zum Teil das in der Masse der Oxydschicht befindliche Bariumoxyd. Das Vorhandensein freier Bariumatome in dieser Schicht — oder genauer, das durch die überschüssigen Bariumatome in dieser Schicht gebildete Kristallgitter — ist, wie wir weiter sehen werden, die Hauptursache der erhöhten Emission der Oxydkathoden. Wie die Versuche von HEINZE und WAGENER zeigten, spielen die Schuppen des Bariumfilms eine nebensächliche Rolle. Genaue Untersuchungen mit dem Elektronenmikroskop ergaben, daß ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen dem Zustand der Kathodenoberfläche und der Intensität der Elektronenemission völlig fehlt.

Der aus der Oxydkathode freiwerdende Kohlenstoff tritt an der Oberfläche der Oxydschicht aus. Während des Aktivierungsvorganges werden der Sauerstoff und alle anderen Gase durch ununterbrochenes Pumpen entfernt. Ist die Kathode in der fertigen Entladungsröhre oder im fertigen Entladungsgefäß in Betrieb, so oxydiert der ausscheidende Sauerstoff zum Teil den Bariumfilm und führt ihn wiederum ins Ausgangsmaterial der Kathode, zum Oxyd, zurück.

Die Eigenschaften der aktivierten Kathode verschwinden bei Überheizung, bei Sauerstoff- oder anderer aktiver Gasvergiftung und ebenso beim verstärkten Bombardement der Kathode mit positiven Ionen. Die maximal zulässige Energie des Ionenbombardements auf die Kathode hängt von den Betriebsbedingungen der letzteren ab. Sie beträgt ca. 20—30 Elektronenvolt.

Ist die Kathode in Betrieb, so verdampft der Bariumfilm teilweise. Das Barium schlägt sich an den Wandungen der Röhre nieder und bindet den hier ausgeschiedenen Sauerstoff. Auf diese Weise vermindert sich allmählich der Bariumvorrat der Oxydschicht, so daß die Kathode eine begrenzte Lebensdauer hat, selbst wenn keine mechanische Zerstörung oder eine Verschmelzung mit dem Trägermaterial infolge Überhitzung stattfindet. Die Lebensdauer einer Oxydkathode hängt von der Art ihrer Belastung ab und kann bei günstigen Bedingungen mehrere Tausend Stunden betragen. Die durch Vergiftung oder Überhitzung desaktivierte Kathode kann wiederum aktiviert werden, wenn der Bariumvorrat in ihr nicht erschöpft ist [261]. Röntgenstrukturuntersuchungen [209—214, 225—227] der Kathoden aus Bariumoxyd und Strontium haben gezeigt, daß das Gemisch der Kristallkörner einzelner Oxyde beim Aktivierungsprozeß in eine sogenannte feste Legierung mit homogenem Kristallbau übergeht (gleichmäßige Verteilung der Barium- und Strontiumionen, gleichmäßiger Abstand zwischen den Gitterpunkten, der mit der prozentualen Veränderung der Bestandteile der festen Legierung wechselt). Bei Abnahme des prozentualen Bariumgehalts während des Betriebes wächst die Emissionsfähigkeit der Kathode und erreicht ihr Maximum bei einem Bariumgehalt von 50% in der Oxydschicht. Die Austrittsarbeit der Oxydkathode hängt stark von ihrem Zustand ab. Bei guter Aktivierung beträgt der Wert von φ annähernd 1 Volt. Für einige Oxyde sind z. B. fol-

gende Werte gefunden worden [228]:

$$BaO — 0{,}99\ V;\ SrO — 1{,}27\ V;\ CaO — 1{,}77\ V.$$

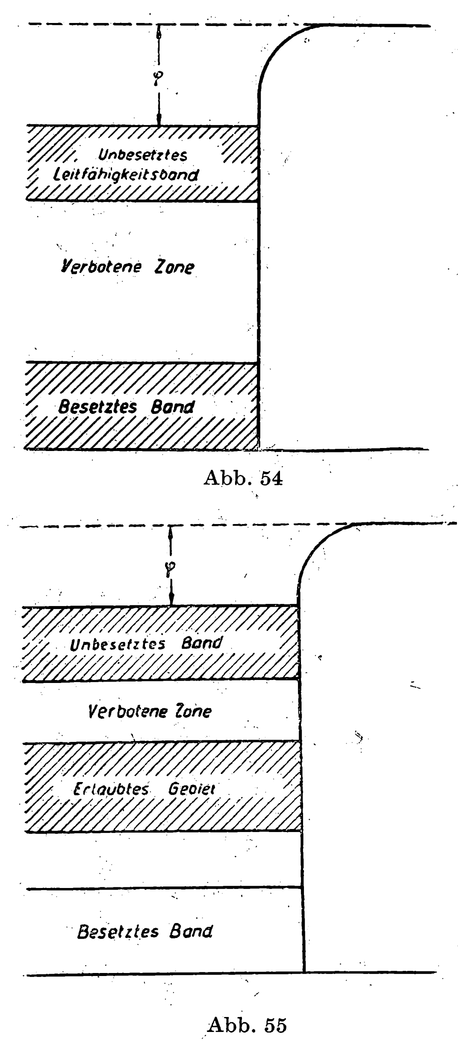


Abb. 54

Abb. 55

Die Messungen der elektrischen Leitfähigkeit der Oxydschicht in Abhängigkeit von der Temperatur haben gezeigt, daß im aktivierten Zustand die elektrolytische Leitfähigkeit dieser Schicht nur einen geringen Teil ihrer vollen elektrischen Leitfähigkeit ausmacht und elektrolytischen Charakter hat. Das veranlaßt uns, die aktivierte Oxydschicht als Halbleiter zu betrachten und eine neue Emissionstheorie aufzustellen[1]).

Die moderne Metall- und Halbleitertheorie geht davon aus, daß bei einer Verbindung der einzelnen Atome zum Kristallgitter die Energieniveaus der Elektronen unter der Wirkung der elektrischen Felder benachbarter Atome eine derartige Verschiebung erfahren, daß die möglichen Energieniveaus der Gesamtheit der Elektronen in den Atomen, die das Kristallgitter eines festen Körpers darstellen, aus diskreten, weit voneinander entfernten Niveaus in zusammenhängende „erlaubte Energiebänder" mit dicht in ihnen verteilten möglichen Niveaus übergehen. In Metallen überdecken die Bänder erlaubter Energien einander, und daher kann die Energieverteilung durch das FERMIsche Verteilungsgesetz, ungeachtet des diskreten Charakters der einzelnen Niveaus, mit einer Genauigkeit dargestellt werden, die zur Lösung vieler Fragen, darunter auch der Aufstellung einer Theorie für die thermische Elektronenemission der Metalle, ausreicht. Bei den Dielektrika und Halbleitern überdecken sich die erlaubten Energiebänder nicht, sondern sind voneinander durch sogenannte „verbotene Bänder" getrennt, wie das schematisch in Abb. 54 für ein Dielektrikum und in Abb. 55 für einen Halbleiter gezeigt ist.

---

[1]) Siehe HERMANN und WAGENER: Die Oxydkathode, mit umfassendem Literaturverzeichnis.

Ebenso wie in Metallen sind bei niedrigen Temperaturen alle unteren Energieniveaus besetzt[1]).

Energetisch höher als die besetzten erlaubten Bänder liegen die unbesetzten Bänder. Der Übergang von Elektronen in diese Bänder kann durch eine zusätzliche Energie, z. B. durch Absorption eines in den Kristall eingedrungenen Lichtquants, geschehen. Da in den erlaubten Bändern sämtliche Niveaus besetzt sind, können die Elektronen, deren energetischer Zustand diesen Bändern entspricht, nicht in einen anderen energetischen Zustand im Bereich desselben Bandes übergehen und sich also im Raum unter Wirkung eines äußeren elektrischen Feldes nicht frei bewegen[2]). Daher ist zur Existenz einer elektrischen Leitfähigkeit elektronischen Charakters das Vorhandensein von Elektronen im oberen, nicht vollkommen besetzten Energieband notwendig. Aus diesem Grunde wird dieses Band *Leitfähigkeitsband* genannt. Der Unterschied zwischen Dielektrikum und Halbleiter besteht darin, daß der in Elektronenvolt ausgedrückte Abstand zwischen dem Leitfähigkeitsband und dem energetisch tiefer liegenden erlaubten, vollkommen besetzten bei dem ersteren viel größer ist als bei dem letzteren. Deshalb ist ein Auftreten von Elektronen im Leitfähigkeitsband eines Dielektrikums viel unwahrscheinlicher als bei einem Halbleiter und findet tatsächlich niemals infolge der thermischen Bewegungsenergie der Partikel des Dielektrikums statt. Bei Halbleitern ist ein solcher Übergang dagegen durchaus möglich und führt zu der für Halbleiter typischen Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der Temperatur.

Die Annahme der Unmöglichkeit des Elektronenüberganges in das Leitfähigkeitsband bei den Dielektrika und der Möglichkeit des Überganges bei den Halbleitern ebenso wie die Tatsache, daß in Metallen auf jedes Atom im allgemeinen je ein Leitungselektron kommt, kann mit anderen Worten ausgedrückt werden: In den Dielektrika sind die Valenzelektronen mit den Atomen oder Ionen, die das Kristallgitter bilden, fest verbunden[3]). In Halbleitern ist diese Verbindung viel schwächer, und in Metallen befinden sich in allen Knotenpunkten des Kristallgitters Atome, von denen je ein Valenzelektron abgetrennt ist; diese Elektronen sind frei. Die Lage der erlaubten Energiebänder und der Abstand zwischen ihnen kann aus der Bindungsenergie der Elektronen der den Körper bildenden Atome berechnet werden.

Wesentlich für diese Erscheinungen in Halbleitern ist, daß jede Störung im regelmäßigen Aufbau des Kristallgitters eine Schwächung der Bindung der Valenzelektronen mit den Elementen dieses Gitters darstellt und die Lage der energetischen Niveaus, die für die Elektronen möglich sind, verändert. Dabei spielen Störungen im Aufbau des Kristallgitters, wenn also fremde oder überschüssige Atome in ihm vorhanden sind, eine besondere und wesentliche Rolle. Das Vorhandensein solcher Atome an einzelnen Punkten im Kristallinnern führt zum Auftreten neuer erlaubter

---

[1]) Bei Metallen liegen daher die Punkte des Impulsraumes, der den energetischen Zustand der Elektronen wiedergibt, innerhalb des sogenannten Fermi-Bereiches.

[2]) Man darf den Elektronenübergang aus einem Energieband in ein anderes nicht mit ihrer Verschiebung im Raum verwechseln, da der Übergang von einem Band in das andere lediglich eine Veränderung der Elektronenenergie bedeutet, unabhängig davon, ob das Elektron der Grenze Halbleiter-Vakuum näherkommt oder sich davon entfernt.

[3]) z. B. Na^+ und Cl^- im Kristall NaCl.

Störniveaus im Energiediagramm, die sich, wie in Abb. 56 gezeigt, zwischen dem oberen besetzten Band und dem Leitfähigkeitsband befinden. Das Vorhandensein von Störniveaus erleichtert den Elektronenübergang in das Leitfähigkeitsband bedeutend. Ein kristalliner Körper, der in reinem Zustand ein Dielektrikum mit besten Isolationseigenschaften ist, kann durch Beimischungen zum Halbleiter werden. Das ist der Fall bei der teilweisen Reduktion des Bariums in Bariumoxydkristalle (oder in noch stärkerem Maße, wie es aus dem Verhalten von Oxydkathoden folgt, bei festen Legierungen BaO-SrO). Deshalb treten bei der Aktivierung von Oxydkathoden neue Störniveaus auf, es vergrößert sich die Elektronenanzahl im Leitfähigkeitsband und damit auch die elektrische Leitfähigkeit.

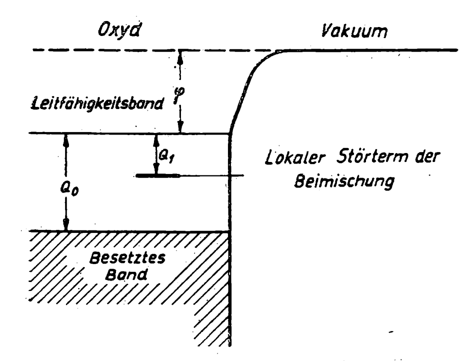


Abb. 56. Energieniveaus eines Mischhalbleiters. Q_1 — Energiedifferenz zwischen Störterm und unterer Kante des Leitfähigkeitsbandes

Auf Grund dieser Vorstellungen wurden einige Versuche zur Aufstellung einer Theorie der thermischen Emission für Oxydkathoden unternommen. Diese Versuche erfassen die Übergangsenergie ψ der Elektronen vom besetzten Band (oder von den Störniveaus) in das Leitfähigkeitsband und die Austrittsarbeit φ für das Oxyd in das Vakuum oder das Gas für die Elektronen, deren energetischer Zustand dem Leitfähigkeitsband entspricht. Die so erhaltene Abhängigkeit des Emissionsstromes von der Temperatur (Formel TJAGUNOWS [307]) sieht folgendermaßen aus:

$$I = A T^{5/4} e^{-\frac{\varphi + \frac{\psi}{2}}{kT}}. \tag{76}$$

Die Formeln anderer Autoren unterscheiden sich von (76) lediglich durch den Ausdruck für die Konstante A und den Exponenten von T. Die Versuchsergebnisse bestätigen diese Formel jedoch nur wenig, und wir wollen daher keine näheren Ausführungen darüber bringen. Die Versuche zur Aufstellung einer Theorie sind zu begrüßen, es ist jedoch offensichtlich notwendig, ihre Voraussetzungen zu überprüfen.

Die Oxydkathoden werden in Gestalt metallischer Drähte oder als Spiralen hergestellt, die um einen dünnen Metallkern, durch den der Heizstrom fließt, gewickelt und mit einer Oxydschicht überzogen sind. Sie werden auch in Gestalt von Kathoden mit Fremdheizung gefertigt. Im letzteren Fall wird die Oxydschicht z. B. auf einen an dem einen Ende geschlossenen Zylinder aufgetragen, in den eine durch Strom geheizte kleine Spirale eingesetzt ist. Zum Schutz gegen das Bombardement durch positive Ionen werden die Glühkathoden mit Spezialnetzen ausgerüstet, die das gleiche Potential wie die Kathode besitzen. In den modernsten Entladungslampen wendet man „selbstgeheizte" Kathoden an. Das sind solche, die nicht durch speziellen Heizstrom erwärmt werden, sondern durch die Wärme, die bei der Ent-

ladung entsteht. In diesem Fall wird die Kathode zur Verlängerung der Lebensdauer so gewählt, daß sich die Oxydschicht nicht nur an der Kathodenoberfläche selbst befindet, sondern auch in ihren Vertiefungen und Spalten, z. B. in dem Raum zwischen den Drahtwendeln, dem Zwischenraum zwischen den beiden aneinandergedrückten kegelartigen Schalen u. a. m. Das ist notwendig, da man den Betrieb einer selbstgeheizten Kathode nicht so vollkommen regeln kann wie den einer fremdgeheizten. Bei Oxydkathoden hängt die Austrittsarbeit sehr stark von der angelegten äußeren Feldstärke ab; die Formel (61) ist für sie nicht verwendbar. Bei Oxydkathoden tritt meist kein Sättigungsstrom auf [269] (d. h. kein für die gegebene Temperatur maximaler Strom, der vom äußeren Feld fast unabhängig ist). Deshalb ist die Austrittsarbeit und die Konstante A bei Oxydkathoden unter Vorbehalt zu werten. Eine der Erklärungen, die für das Fehlen des Sättigungsstromes bei Vergrößerung der Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode angegeben werden, besagt, daß auf der sehr rauhen Oberfläche der Oxydkathode viele Spitzen und Erhebungen vorhanden sind, die zu sehr starken Feldern führen, die ihrerseits stellenweise den SCHOTTKY-Effekt und möglicherweise auch eine Feldemission hervorrufen. Es kann auch der Umstand eine Rolle spielen, daß das äußere Feld in die Masse der Oxydschicht eindringt.

In den letzten Jahren haben Vakuum-Elektronenröhren beim *Impulsbetrieb* große Bedeutung in der Technik erlangt. Es zeigte sich, wenn die Emission der Kathode in Anwesenheit eines starken Feldes erfolgt und nur kurze Zeit andauert, daß die Dichte des Emissionsstromes, zu dem die Oxydkathoden fähig sind, vielfach größer ist als in stationärem Betrieb. In manchen Fällen werden bis zu hundert Ampere je cm² erreicht. Diese Stromdichte ist lediglich durch die Raumladung begrenzt (siehe Kap. IX), und zwar bis zu der Feldstärke an der Kathode, bei welcher eine Zerstörungserscheinung derselben auftritt, die den Namen *Spratzen* erhalten hat. Sie stellt gewissermaßen einen Durchbruch der Oxydschicht dar. Das Experiment hat gezeigt, daß die Emissionsfähigkeit der Kathode vom Augenblick des Anlegens des Impulses zu fallen beginnt, d. h., es findet eine Erschöpfung der Kathode statt. Im Endergebnis vermindert sich die Emission bis auf einen Wert, der dem Dauerbetrieb entspricht [2449].

Diese Tatsachen können nicht in eine Theorie, die zu Formeln ähnlich (76) führen, gebracht werden und harren noch ihrer Erklärung.

Beim Impulsbetrieb erweist sich das Trägermaterial als wesentlich. Das erklärt man mit der Bildung einer *Sperrschicht* an der Grenze Träger — Oxyd [2450, 2451, 328]. Die Sperrschicht verdankt ihre Entstehung chemischen Prozessen zwischen Material und Bariumoxyd (Reduktion von Ba und Bildung von in den Träger eingehenden Metalloxyden). Über die Leistung der Oxydkathode im Impulsbetrieb siehe [312, 2448—2454].

Weitere Literatur über verschiedene Fragen der thermischen Elektronenemission und der Feldemission siehe [217, 220, 286, 293, 294, 309, 310, 315—320, 324—328, 331—362, 364, 2455—2463].

§ 12. Die Emission positiver Ionen

Gleichzeitig mit der thermischen Elektronenemission beobachtet man auch ein Austreten positiver Ionen aus dem Metall infolge ihrer thermischen Energie. So treten bei Temperaturen, bei denen eine Verdampfung des Metalls bemerkbar wird, nicht

nur neutrale Metallatome aus der festen Phase in ihre Umgebung aus, sondern auch positiv geladene Ionen. Eine solche *Emission thermischer Ionen* kann man bei einer Wolframanode und auch bei anderen Metallanoden beobachten, wenn deren Temperatur sich dem Schmelzpunkt nähert [229—234, 295, 300, 302, 321]. Zweitens läßt sich Emission die positiver Ionen an Metallen, die Gas enthalten, schon bei Rotgluttemperaturen beobachten. Diese Erscheinung beobachtet man bei allen frisch gefertigten Drähten und auch bei solchen Drähten, die bei Temperaturen von ca. 200° C und Drucken von ca. 50—100 atm mit Gasen in Berührung kommen.

Positive Ionen werden auch von gewissen Salzen emittiert, und zwar bei verhältnismäßig niedriger Temperatur. Durch Oxydbeimischungen gewisser Stoffe wird diese Emission besonders intensiv. Auf diese Weise erhielt KUNSMAN Ionen von Na^+, K^+, Rb^+, Cs^+, Mg^+, Ca^+, Sr^+ und Ba^+. Heute werden KUNSMAN-Elektroden speziell angefertigt und zum Studium des Verhaltens positiver Ionen von Alkalimetallen bei verschiedenen Elementarprozessen im Entladungsraum und an Elektrodenoberflächen angewandt [235][1]). Eine andere Quelle positiver Ionen, nicht nur von Alkalimetallionen, sondern auch von Mg-, Ca-, Sr-, Ba-, Sl-, Ga-, Zn-, Ti-, V-, Mn-, Y- und Ce-Ionen, ist von BLEWETT [238] angegeben worden; siehe [236—239, 329, 330]. Die Emission positiver Ionen unterliegt einer der RICHARDSONschen ähnlichen Formel. Über die Emission positiver Ionen siehe auch [149], S. 232—262; dort befindet sich auch ein Literaturverzeichnis. Über die Emission negativer Ionen von Oxydkathoden siehe [267].

§ 13. Der Schroteffekt

Die thermische Elektronenemission wird bei Elektronenröhren angewandt, die in der Radiotechnik sehr verbreitete Verwendung gefunden haben. Eine der Funktionen dieser Röhren ist die Verstärkung sehr schwacher Wechselströme und Spannungen. Eine Verstärkeranlage besteht im allgemeinen aus einer Reihe von Gliedern, die man als einzelne Stufen der Anlage bezeichnet. Die zum Gitter der ersten Stufe einer Elektronenröhre geleitete Wechselspannung wird in jeder folgenden Stufe verstärkt und erreicht am Ausgang des Verstärkers Werte, die leicht von den gewöhnlichen Geräten registriert werden können und vollkommen zum Betrieb einer Telephon- oder Lautsprechermembrane ausreichen. Der Verstärkungsfaktor hängt von

---

[1]) Wir führen ([149] S. 246) die Beschreibung einer solchen Elektrode mit Eisengehalt an, wie sie KUNSMAN ursprünglich vorschlug: „Sie wird durch einen Überzug eines metallischen Kernes gefertigt . . ., z. B. Platinriffelband mit fein zermahlenem etwa 1% Alkalioxyd bzw. Erdalkalimetalle enthaltendem Magneteisenoxyd. Man kann ebenso etwa 1% Aluminiumoxyd hinzufügen, da Aluminiumoxyd enthaltende Mischungen eine beständigere Emission ergeben als Mischungen, die es nicht enthalten. Sodann wird das Gemisch auf den Kern gesintert, indem man diesen bis zu ca. 1200° K in Luft oder besser in einer Stickstoffatmosphäre glüht. Man kann den Überzug durch wiederholtes Auftragen und Glühen beliebig verstärken. Schließlich wird das mit der Mischung überzogene Band in ein Vakuumgefäß gebracht und der Überzug in einer Wasserstoffatmosphäre reduziert“. Bei der Erwärmung einer auf diese Weise bearbeiteten Anode im Vakuum bis zur dunklen Rotglut erzielt man eine bedeutende Emission positiver Ionen (KUNSMAN erhielt bis zu 10^{-4} A/cm^2). Die Emission hält etwa 2 Stunden an.

der Anzahl der Stufen ab und könnte theoretisch durch Vergrößerung dieser Stufenanzahl bis auf beliebige Werte gebracht werden, die einen Empfang von den denkbar schwächsten Signalen ermöglichen würden. Jedoch findet gleichzeitig mit der Signalverstärkung auch die Verstärkung aller das Signal begleitenden Störungen und sämtlicher zufälligen Schwankungen statt, die im Gitterkreis der ersten und aller nachfolgenden Verstärkerröhren entstehen. Das Studium all dieser zufälligen Schwankungen führte zur Entdeckung einer speziellen Erscheinung, die bei der thermischen Elektronenemission stattfindet und die man den „Schroteffekt" nennt [240, 159].

Der bei der thermischen Elektronenemission an der Kathode der ersten Röhre auftretende Schroteffekt führt zu ungeordneten zusätzlichen Stromschwankungen im Anodenkreis dieser Verstärkerröhre und im Endergebnis zu einem chaotischen Geräusch im Telephon oder im Lautsprecher. Somit erscheint der Schroteffekt als eine der Ursachen, die die Anwendungsmöglichkeit zahlreicher Verstärkerstufen beschränkt und die die untere Intensitätsgrenze für die zu empfangenden Signale bzw. für die mit einem Verstärker zu untersuchenden sehr schwachen Schwingungen zieht.

Der Schroteffekt findet nicht nur bei thermischer Elektronen- und Ionenemission statt, sondern auch bei allen anderen Arten von Elektronenemissionen: Beim Photoeffekt, bei sämtlichen Arten der Sekundäremission und bei der Feldemission.

Die Ursache des Schroteffektes ist nicht einfach der atomare Bau der elektrischen Ladungen. Kämen alle Elektronen gleichmäßig in gleichen Zeitabständen nacheinander aus der Kathode, so würde bei der üblichen Stärke des thermischen Elektronenstromes von der Kathode der Verstärkerröhre infolge der geringen Größe der Elementarladung eines Elektrons und wegen der äußerst kleinen Pulsationsperiode des Stromes, einer Periode, die allein mit der Lichtwellenperiode im sichtbaren Spektralgebiet vergleichbar ist, diese Unterbrechung vollkommen unbemerkbar bleiben.

Der Austritt der großen Elektronenanzahl aus der Kathode bei thermischer Elektronenemission ebenso wie bei anderen Emissionsarten geht nach den Gesetzen der Statistik vor sich. Dabei ist der Austritt eines Elektrons unabhängig vom Austritt des anderen. Folglich wird die in einem geringen Zeitraum $\Delta\tau$ eine Metalloberfläche verlassende Elektronenanzahl nicht konstant sein, sondern wird ebensolchen „Schwankungen" unterworfen sein wie z. B. die in einem kleinen Volumen eingeschlossene Menge von Gasmolekülen. Die zeitlichen Abstände zwischen dem Austritt der einzelnen Elektronen sind sehr verschieden, und ihre Größe verteilt sich nach den Gesetzen der Statistik.

In der statistischen Physik wird gezeigt, wenn eine Anzahl, z. B. n_τ, Elektronen beim Verlassen der Kathode in einem Zeitraum $\Delta\tau$ Schwankungen unterworfen ist und wir ihre Abweichung vom mittleren arithmetischen Wert mit n_1 bezeichnen, daß $n_1 = n_\tau - n_0 \Delta\tau$ ist. Hierbei ist n_0 die in 1 s aus der Kathode austretende Elektronenanzahl. Berechnet man dann für einen (im Vergleich zu $\Delta\tau$) großen Zeitabschnitt das mittlere Quadrat dieser Abweichungen $\overline{n_1^2}$, so wird dieses zahlenmäßig gleich dem mittleren Wert dieser Größe, deren Abweichungen untersucht werden, d. h.

$$\overline{n_1^2} = n_0 \Delta\tau. \tag{77}$$

Der mittlere Wert der Stromstärke, der dem Austritt von n_0 Elektronen in 1 s entspricht und den die zur Feststellung der Schwankungen viel zu groben in den

Stromkreis geschalteten Instrumente anzeigen, sei I_0, d. h. also gleich $n_0 e$. Im betrachteten Zeitintervall $\Delta\tau$ wird die Stromstärke $I_\tau = n_\tau e/\Delta\tau$ und die Abweichung der Stromstärke vom mittleren Wert $j_\tau = \frac{n_1 e}{\Delta\tau}$ betragen.

Multiplizieren wir (77) mit dem Quadrat der Elementarladung e und dividieren dann durch $(\Delta\tau)^2$, so finden wir

$$\overline{j_\tau^2} = I_0 \frac{e}{\Delta\tau}. \tag{78}$$

Gleichung (78) zeigt: Je kleiner der von uns gewählte Zeitabschnitt $\Delta\tau$ ist, um so größer wird das Quadrat der beobachteten Schwankungen des Emissionsstromes. Außerdem stellt sich heraus, daß dieses mittlere Quadrat linear von der Elementarladung e abhängt. Der nächste Weg führt zur quantitativen Prüfung der Theorie des Schroteffektes. Nach dem FOURIERschen Lehrsatz kann man den zeitlichen Verlauf der Emissionsstromstärke als Summe einzelner sinusförmiger Schwingungen betrachten. Leitet man den Emissionsstrom durch einen Schwingungskreis, so wird dieser Kreis mit jenem Summanden der Stromschwingungen in Resonanz sein, dessen Frequenz gleich der Eigenfrequenz des Schwingungskreises ist. Ähnliches geht im Verstärker vor sich. Jeder Verstärker arbeitet gewissermaßen selektiv mit größerem Verstärkungsfaktor k für die eine Wellenlänge, mit kleinerem für eine andere. Der Verlauf von k in Abhängigkeit von der Frequenz der zu verstärkenden Schwingungen wird *Frequenzgang* des Verstärkers genannt und hängt von seiner Abstimmung ab. Die durch den Schroteffekt hervorgerufenen Stromschwankungen verstärkt man durch einen Verstärker mit scharfer selektiver Abstimmung. Mit der Schwingungsamplitude am Verstärkerausgang berechnet man die Schwingungsamplitude der gegebenen Frequenzkomponente der im Schroteffekt untersuchten Frequenz und prüft Formel (78), indem man $\Delta\tau$ mit der Schwingungsdauer einer Periode identifiziert [241].

Zur Erläuterung der Aussiebung einzelner Frequenzen des Schroteffektes durch einen selektiv arbeitenden Verstärker wie auch der Erscheinung des Schroteffektes im ganzen führen wir in Abb. 57 die oszillographischen Aufzeichnungen des Schroteffektes einer Photoelektronenemission an [258]. Zugleich ist bei jeder Kurvenserie graphisch der Frequenzgang des Verstärkers dargestellt. Die Kurven „Zeitmaßstab" sind zum Vergleich der Oszillogramme aufgenommene gewöhnliche sinusförmige Schwingungen. Wir haben die Methodik dieser Messungen nur schematisch umrissen. Die Theorie der beschriebenen Methode untersucht die Abhängigkeit der Spannungsschwankungen am Eingangswiderstand des Verstärkers von der Schwankung des Emissionsstromes in dem einen oder anderen Belastungsfall, ebenso die Amplitudenabhängigkeit am Gleichrichterausgang von diesen Schwankungen und von den Verstärkereigenschaften, insbesondere vom Verlauf seines Frequenzganges [242]. Die theoretischen Ergebnisse gestatten die Bestimmung der Elementarladung e aus den Messungen verschiedener Komponenten des Schroteffektes mit der gleichen Genauigkeit wie bei anderen modernen Methoden zur e-Bestimmung. Die Bestimmung der Amplitude irgendeiner Komponente des Schroteffektes bei Versuchen dieser Art erfolgt durch einen Vergleich mit einem sinusförmigen Signal gleicher Frequenz. Die Amplitude dieses Signals wird so gewählt, daß der Detektor, der einmal am Ausgang des Gleichrichters und zum anderen am Vergleichskreis eingeschaltet wird, ein und denselben Strom ergibt. Die Übereinstimmung der erhaltenen Werte von e mit den auf andere Weise erhaltenen Werten dient zur Nachprüfung der

gesamten Theorie des Schroteffektes [241, 243]. Die vollkommenste Bestätigung ergab die Arbeit [244]. Zur Veranschaulichung führen wir (nach [159], S. 457) in Tabelle 4 die für zwei verschiedene Frequenzen erhaltenen Ergebnisse an.

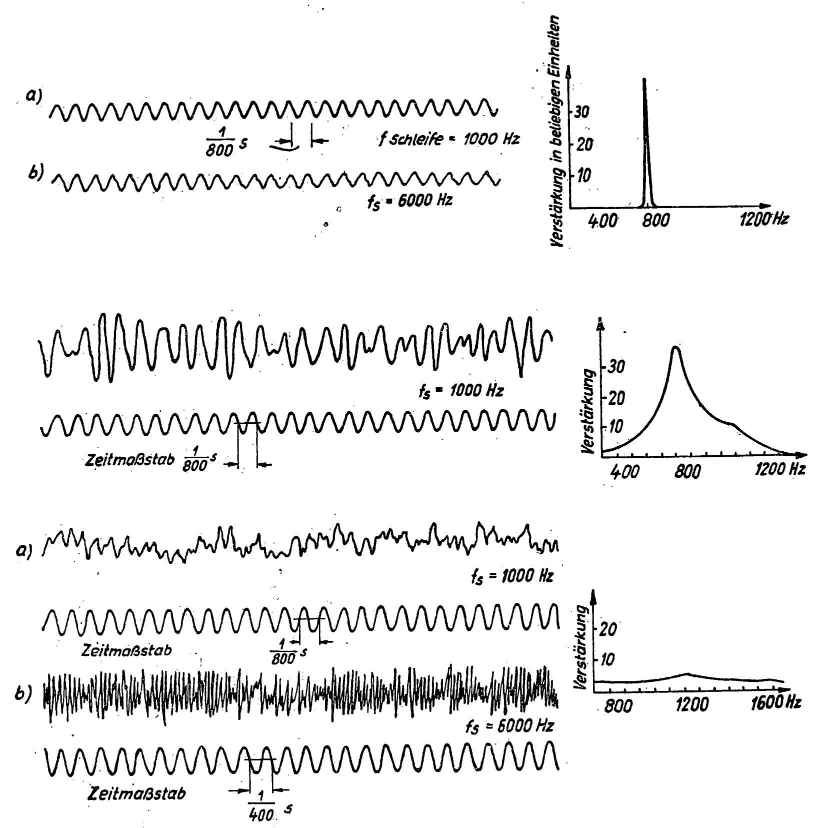


Abb. 57. Oszillogramme des Schroteffekts, mit einem Schleifenoszillographen aufgenommen, bei verschiedener Abstimmung des Verstärkers

Diese Ergebnisse decken sich bis zur dritten Dezimalen mit dem von MILLIKAN für e erhaltenen Wert von $1{,}591 \cdot 10^{-19}$ Coulomb[1]). Somit ist die Theorie des Schroteffektes unter bestimmten Bedingungen mit großer Genauigkeit gerechtfertigt. Sollten ungeachtet einer äußersten Sorgfalt bei den Versuchen unter anderen Bedingungen anders lautende Meßergebnisse erzielt werden, weniger genaue oder einfach fehlerhafte Bestimmungen von e, so bedeutet dies, daß Erscheinungen auftreten, die von der Theorie nicht erfaßt werden. Eine von diesen Erscheinungen ist die „*Raumladungsschwächung*“ *des Schroteffektes*. Die eben erwähnte Theorie beruht auf der Voraussetzung, daß der Austritt eines jeden Elektrons aus der

---

[1]) Heute wird allgemein mit $1{,}601 \cdot 10^{-19}$ C gerechnet.

Tabelle 4

Frequenz 146 kHz			Frequenz 114,52 kHz		
Emissionsstrom [mA]	Spannung am Ausgang [μV]	e [Coulomb]	Emissionsstrom [mA]	Spannung am Ausgang [μV]	e [Coulomb]
0,206	31,7	$1{,}587 \cdot 10^{-19}$	0,206	23,6	$1{,}595 \cdot 10^{-19}$
0,310	39,1	$1{,}605 \cdot 10^{-19}$	0,310	28,9	$1{,}590 \cdot 10^{-19}$
0,367	42,4	$1{,}595 \cdot 10^{-19}$	0,404	33,8	$1{,}590 \cdot 10^{-19}$
0,404	44,4	$1{,}590 \cdot 10^{-19}$	0,417	34,7	$1{,}593 \cdot 10^{-19}$
0,447	46,7	$1{,}590 \cdot 10^{-19}$	0,508	37,9	$1{,}589 \cdot 10^{-19}$
0,508	49,7	$1{,}586 \cdot 10^{-19}$			
0,614	54,7	$1{,}590 \cdot 10^{-19}$			
0,715	59,1	$1{,}591 \cdot 10^{-19}$			
0,811	62,8	$1{,}587 \cdot 10^{-19}$			
Mittelwert		$1{,}591_2 \cdot 10^{-19}$	Mittelwert		$1{,}591_4 \cdot 10^{-19}$

Kathode und seine Fortbewegung zur Anode unter der Wirkung eines elektrischen Feldes eine vollkommen zufällige Erscheinung sei und gänzlich unabhängig von dem Austritt anderer Elektronen aus der Kathode ist. Unter den Elektronen wirken jedoch die COULOMBschen Abstoßungskräfte. Deshalb stört der Austritt jedes Elektrons den Austritt nachfolgender Elektronen und ihre Fortbewegung zur Anode. Lediglich bei geringen Dichten des Emissionsstromes ist die Voraussetzung von der vollkommenen Zufälligkeit der Emissionsverteilung einzelner Elektronen auf der Kathodenoberfläche wie auch der Zeit nach anwendbar, und es findet eine genaue Reproduktion der Emissionsstromschwankungen der Kathode im Anodenstrom statt. Die Existenz einer Raumladung merkbarer Größe vermindert den Schroteffekt. Die Theorie der Raumladungsschwächung des Schroteffektes berücksichtigt außerdem, daß im Betrieb (der dem schrägen Teil der Strom-Spannungs-Charakteristik bei Vorhandensein einer Raumladung entspricht) die durch den Schroteffekt hervorgerufenen Schwankungen der Anodenspannung auf den Elektronenstrom einen den Schroteffekt vermindernden Einfluß ausüben müssen [245].

Zur Veranschaulichung des Geschilderten bringen wir in Tabelle 5 die Abhängigkeit des Schroteffektes vom Emissionsstrom, wie sie in der Arbeit [243] dargestellt ist. In der letzten Spalte der Tabelle ist die Schwächung als Quotient der beobachteten Werte zu den berechneten Werten des Schroteffektes angegeben.
Über die Raumladungsschwächung des Schroteffektes siehe [246—248].

Beim Photoeffekt kann man die Raumladung wegen ihrer Geringfügigkeit vernachlässigen. Deshalb wird der Schroteffekt beim Photoeffekt in reiner Form beobachtet, und die nach Formel (78) geforderte lineare Abhängigkeit des mittleren Quadrats von j_τ von der Emissionsstromstärke ist streng erfüllt.

Eine Erscheinung, die sich in gewissen Fällen dem Schroteffekt überlagert, ist der sogenannte *Funkeleffekt*. Er wird bei Studien von Spannungsschwankungen im Stromkreis der Elektronenröhren bei niedrigen Frequenzen beobachtet [253].

Die beobachtete Schwankungsgröße entspricht nicht dem berechneten Wert und ändert sich bei Frequenzänderungen, was bei diesen Frequenzen beim Schroteffekt nicht der Fall sein sollte. Außerdem steigen bei einer Vergrößerung der Emissionsstromstärke I_0 die Schwankungen (das mittlere Quadrat von j) nicht proportional mit I_0 an, wie das aus der Beziehung (78) folgt, sondern viel rascher. Bei Wolframkathoden entsprechen die Schwankungen der Theorie nur bei Frequenzen, die höher als 1000 Hertz liegen. Bei 10 Hertz übertreffen sie die berechneten Werte bereits 50fach. Besonders große Werte erreicht der Effekt bei Oxydkathoden. Da in diesem Fall der Emissionsstrom der Kathode relativ langsam und in stärkerem Maße verändert wird, so hört das Ohr im Telephon nicht ein allgemeines Rauschen, sondern ein charakteristisches Knistern. Zu gleicher Zeit zeigen sich an der Oxydfläche einzelne Funken. Dieser Vorgang wird als „Funkeleffekt" bezeichnet. Die Ursache dieses Effektes ist nicht mehr in Elektronen-, sondern in Atomprozessen zu suchen, und zwar [254] in der ungeordneten Veränderung der fremden Atome auf der Kathodenoberfläche, z. B. der Bariumatome an der Oberfläche der Oxydkathode, was zu einer willkürlichen Veränderung der Austrittsarbeit einzelner Elemente der Kathode führt. Die Raumladung übt auf den Funkeleffekt eine glättende Wirkung aus, ähnlich der der Raumladungsschwächung des Schroteffektes.

Tabelle 5

Emissionsstrom [mA]	Schroteffekt in [μV] beobachtet	berechnet	Raumladungsschwächung
1,0	67	71,7	0,93
2,0	71	87,7	0,81
2,5	51	83,8	0,61
3,0	38	77,2	0,49
3,5	28	73,0	0,39
4,0	13,6	75	0,18
5,0	15,9	80	0,20

Einen anderen Nebeneffekt, der zu anomal großen Schwankungen des Anodenstromes führt und der sich dem Schroteffekt sowie dem Funkeleffekt überlagert, stellt die Wirkung zufällig in der Nähe der Kathode auftauchender positiver Ionen dar. Sie verdanken ihren Ursprung der Ionisation der restlichen Gaspartikel, die beim Betrieb der Röhren aus den Wandungen oder Elektroden oder aus der glühenden Kathode austreten. Hierbei gelingt es jedem der positiven Ionen, indem es durch sein Feld auf die Elektronen wirkt, eine größere Anzahl derselben (einige hundert) aus dem Gebiet der dichten Raumladung abzuziehen. Somit führt das Auftreten jedes positiven Ions zu einer kurzfristigen Verstärkung des Anodenstromes [246—248]. Bei Untersuchungen des Schroteffektes ist dieses Auftreten von positiven Ionen zu vermeiden.

Auch bei der Emission positiver Ionen, z. B. bei KUNSMAN-Anoden [249—252], wird der Schroteffekt beobachtet.

Der Schroteffekt tritt nicht als einzige Erscheinung der Elektronenstromschwankungen auf, die zu Geräuschen am Verstärkerausgang führen und die Möglichkeit sehr großer Verstärkungen begrenzen, und ist bei weitem nicht immer die Ursache

dieser Geräusche. Infolge des korpuskularen Baues jeder elektrischen Ladung findet eine Schwankung des elektrischen Stromes in beliebigen Leitern statt. Wie die Theorie zeigt, ist die mittlere Energie dieser Schwankungen, die als „*Temperatureffekt*" (Wärmerauschen oder thermisches Rauschen) bezeichnet wird, gleich $^1/_2\, kT$[1]), unabhängig von den Abmessungen und der Form des Leiters. Im Gegensatz zum Schroteffekt wird der „Temperatureffekt" durch die gegenseitige Wirkung der geladenen Partikel untereinander und die Partikel des Leiters hervorgerufen. Deshalb ist der Temperatureffekt um so größer, je größer die Stromdichte ist. Je geringer gleichzeitig der Widerstand des Leiters am Verstärkereingang ist (z. B. der Eingangswiderstand, der den Verstärker mit der Antenne verbindet), um so geringer ist der Temperatureffekt. Diese beiden Umstände führen dazu, daß man bei Untersuchungen der Stromschwankungen den Schroteffekt vom Temperatureffekt trennen kann. Die überwiegende Rolle eines von ihnen als Ursache der Geräusche am Verstärkerausgang hängt von den Versuchsbedingungen ab. Bei genügend großer Dichte des Emissionsstromes findet der Temperatureffekt auch im Elektronenstrahl, der sich von der Kathode zur Anode in Elektronenröhren bewegt, statt. Er führt auch im Falle einer Verminderung des Temperatureffektes bis zu einem Minimum am Eingang des Verstärkers und der Beseitigung des Schroteffektes durch Raumladungsschwächung zum Rauschen am Ausgang des Verstärkers.

Über Schroteffekt und Funkeleffekt und ihre Raumladungsschwächung siehe [255, 259, 270, 285 291, 292, 303, 305].

IV. Der äußere Photoeffekt

§ 1. Definition und geschichtlicher Überblick

Als *lichtelektrischer* Effekt im weiten Sinne des Wortes bezeichnet man die Entstehung oder Veränderung eines elektrischen Stromes in einem elektrischen Kreis unter der Einwirkung von Licht auf ein Element dieses Kreises. Heute unterscheidet man drei verschiedene Arten des lichtelektrischen Effektes.

1. *Der äußere Photoeffekt* — die lichtelektrische Emission von Elektronen an Oberflächen im Vakuum oder im Gas.

---

[1]) Diese Größe kann man der Energie des elektrischen Stromes, die durch die Wirkung des „Temperatureffektes" ohne äußere EMK im Leiter entsteht, gleichsetzen, d. h., man kann $\frac{LI^2}{2} = \frac{kT}{2}$ oder $\frac{CU^2}{2} = \frac{kT}{2}$ zugrunde legen, wobei L die Selbstinduktion des Leiters, C die Kapazität zwischen seinen Enden sowie I und U den effektiven Strom und die Spannung darstellen. Das führt bei Zimmertemperatur, bei $L = 0{,}1$ Henry und $C = 5000$ cm zu einer effektiven Stromstärke von ungefähr $2 \cdot 10^{-10}$ A und zu einer effektiven Spannung von $8{,}4 \cdot 10^{-7}$ V. Die Existenz solcher Ströme ist durch Experimente festgestellt worden. Sie führt bei Galvanometern höchster Empfindlichkeit zu ständigen Schwankungen um die Ruhelage.

2. *Der innere Photoeffekt* — die Erzeugung zusätzlicher Leitungselektronen unter Lichteinwirkung in einem Halbleiter. Dies führt zu einer Widerstandsverminderung des mit Licht bestrahlten Körpers.

3. *Der photogalvanische Effekt* — die Entstehung einer elektromotorischen Kraft unter dem Einfluß von Licht, das auf die Grenzschicht Metall — Dielektrikum oder Metall — Elektrolyt fällt. Er ruft das Auftreten bzw. die Veränderung des Stromes im Kreis hervor. Dieser Effekt wird auch *Becquerel- und Sperrschicht-Photoeffekt* genannt.

In diesem Kapitel wollen wir uns lediglich mit dem äußeren Photoeffekt beschäftigen. Als erster der lichtelektrischen Effekte wurde der photogalvanische Effekt an der Grenzschicht Elektrolyt — Metall im Jahre 1839 entdeckt. Der innere Photoeffekt wurde 1873 zuerst an Selen entdeckt. Die Entdeckung des äußeren Photoeffektes geht auf das Jahr 1887 zurück. Als HERTZ mit den von ihm entdeckten elektromagnetischen Wellen experimentierte, bemerkte er, daß der Funke an der Funkenstrecke des Empfangskreises, der dort elektrische Schwingungen anzeigt, unter sonst gleichen Bedingungen viel leichter überspringt, wenn auf die Funkenstrecke Licht von der Funkenentladung im Generatorkreis fällt. HERTZ zeigte, daß dieser Effekt von der ultravioletten Strahlung, die auf die Kathode der Entladungsstrecke fällt, hervorgerufen wird. Dieser Effekt wurde 1888 von HALLWACHS untersucht, wobei dieser sich jedoch ursprünglich auf die Erscheinungen in einem Hochspannungskreis beschränkte.

Gleichzeitig hat A. G. STOLETOW eine genaue Untersuchung des Photoeffektes an der Moskauer Universität durchgeführt [47, 369]. Er schlug für die neu entdeckte Erscheinung die Bezeichnung „aktinoelektrischer Effekt" vor. STOLETOW ging von den von HALLWACHS benutzten hohen Spannungen zu niedrigen Spannungen von ca. 20 Volt bis einige Hundert Volt über und zeigte, daß ein starkes elektrisches Feld hier keinerlei Bedeutung hat. Weiterhin ersetzte STOLETOW die Funkenstrahlung durch die Strahlung einer Bogenlampe. Er bestätigte die Unipolarität des Effektes, entdeckte die Ermüdungserscheinungen der Metallkathode, wenn sie mit Luft in Berührung kommt, und widerlegte experimentell die Meinung, daß der Photoeffekt seine Entstehung nur den auf der Metalloberfläche adsorbierten Gasschichten verdanke. Ferner baute er das sogenannte „Luftelement", d. h. ein Gerät mit zwei Metallelektroden in Luft. Dieses Gerät liefert bei Bestrahlung der Kathode einen elektrischen Strom, ohne daß irgendeine fremde elektromotorische Kraft im Stromkreis vorhanden ist. STOLETOW untersuchte den aktinoelektrischen Effekt sowohl bei Atmosphärendruck als auch bei niedrigerem Druck. Eine von ihm gebaute spezielle Apparatur ermöglicht es, den Gasdruck bis auf 0,002 Torr zu vermindern. Unter diesen Bedingungen ergab sich kein einfacher Photostrom, sondern ein in der unselbständigen Gasentladung verstärkter Photostrom. STOLETOW stellte fest, daß die Stärke des Photostromes im Gas bei Änderung des Gasdruckes ein Maximum durchläuft. Diese Erscheinung erhielt den Namen STOLETOW-*Effekt*. STOLETOW kritisierte außerdem die damals vorgeschlagenen Erklärungen des Photoeffektes. Von Interesse ist der Schlußabsatz dieser Arbeit [47], in welchem er die Bedeutung des Photoeffektes für die Vorgänge in Gasentladungen richtig voraussagt, oder besser gesagt, errät. Dieser Abschnitt lautet: „. . . Ich schließe mit einer Bemerkung. Wie es mit der endgültigen Formulierung der Erklärungen für die aktinoelektrischen Entladungen auch kommen mag, man kann eine gewisse eigenartige Analogie zwischen

diesen Erscheinungen und den längst bekannten, jedoch bisher wenig verständlichen Entladungen von GEISSLER- und CROOKESschen Röhren nicht leugnen. In dem Wunsch, mir über die bei meinen ersten Versuchen mit meinem Netz-(Gitter-) kondensator aufgetretenenen Erscheinungen Klarheit zu verschaffen, nahm ich wider meinen Willen an (indem ich die ganze Eigenart dieser Worte ermaß), daß sich vor mir eine GEISSLER-Röhre befände, die ohne Luftverdünnung wirken kann, eine Röhre nicht mit eigenem, sondern mit fremdem Licht. Dort wie hier sind die elektrischen Erscheinungen mit den Lichterscheinungen eng verbunden, dort wie hier spielt die Kathode eine besondere Rolle und zerfällt sichtlich. Das Studium der aktinoelektrischen Entladungen verspricht, Licht in die Prozesse des Elektrizitätstransportes in Gasen zu bringen . . .". Diese Worte A. G. STOLETOWS haben sich als vollkommen richtig erwiesen.

In den folgenden Jahren wurde die Anzahl der Untersuchungen an Photokathoden bedeutend erweitert. Unter anderem sind die mit Alkaliamalgamen überzogenen Kathoden untersucht worden, die nicht nur in bezug auf ultraviolette Strahlungen, sondern auch bei sichtbaren Strahlungen empfindlich sind. Weiter entdeckte man den Einfluß der Lage der Polarisationsebene des Lichtes auf den Photoeffekt. J. J. THOMSON [24] zeigte, daß die Träger elektrischer Ladungen beim Photoeffekt Elektronen sind, und es wurde festgestellt [373], daß die maximale kinetische Energie der aus der Kathode austretenden Elektronen von der Intensität der auf die Kathode fallenden Strahlung unabhängig ist. 1905 gab EINSTEIN [374] eine Deutung des Photoeffektes, die mit den Lichtquanten verbunden ist, und stellte das nach ihm benannte Gesetz auf. Die Elektronentheorie der Metalle, die Entdeckung der Wellennatur des Elektrons und die Entwicklung der Wellenmechanik schufen die Möglichkeit, den Photoeffekt besser zu verstehen und die Theorie dieser Erscheinungen in den letzten 20 Jahren voranzutreiben.

Der äußere Photoeffekt findet an der Oberfläche reiner Metalle, an der Oberfläche dünner Schichten und auch in komplizierteren Schichten eines Photoelektronen emittierenden Körpers statt. Im weiteren werden wir den Photoelektronen emittierenden Körper, unabhängig davon, ob es sich um reines Metall handelt oder nicht, als *Kathode* bezeichnen. Die Erscheinung des äußeren Photoeffektes selbst werden wir einfach *Photoeffekt* nennen.

§ 2. Die Gesetze des Photoeffektes. Die spektrale Verteilungskurve[1]) und die Strom-Spannungs-Charakteristik. Der zeitliche Verlauf des Photoeffektes

Der Photoeffekt wird durch folgende Hauptgesetze charakterisiert:

1. Das Gesetz von STOLETOW: Die in der Zeiteinheit emittierte Elektronenanzahl und die Stärke des gesättigten photoelektrischen Stromes ist unter sonst gleichen Bedingungen der Intensität des auf die Kathodenfläche fallenden Lichtes proportional. Unter gleichen Bedingungen ist dabei die Belichtung der Metallfläche durch monochromatisches Licht von ein und derselben Wellenlänge bzw. Licht von gleicher spektraler Zusammensetzung zu verstehen.

---

[1]) Im deutschen Sprachgebrauch wird auch der Ausdruck „spektrale Empfindlichkeitsverteilung" benutzt. (Die Red.)

2. Das Gesetz von EINSTEIN: Die maximale Elektronengeschwindigkeit v, mit der die Elektronen die Kathodenoberfläche beim äußeren Photoeffekt verlassen, wird durch folgende Beziehung bestimmt:

$$h\nu = \varphi + \frac{mv^2}{2}, \tag{79}$$

dabei ist $h\nu$ die Größe der auf die Kathodenfläche fallenden Energie der monochromatischen Strahlung und φ die effektive Austrittsarbeit des Elektrons beim Verlassen des Metalls in erg. Dieses Gesetz von EINSTEIN gilt bei entsprechend niedrigen Temperaturen, damit die Anzahl der Leitungselektronen, die eine die maximale Elektronenenergie beim absoluten Nullpunkt übertreffende Energie besitzen, nicht zu hoch ist und keinen merklichen Einfluß auf den Photoeffekt ausüben kann, d. h. also praktisch bei Zimmertemperatur.

3. Die *Geschwindigkeit der Photoelektronen* beim Verlassen der Kathodenfläche ist unabhängig von der Intensität der auf die Kathode fallenden Strahlung.

Das Gesetz von EINSTEIN führt unmittelbar zu dem Begriff der „langwelligen Grenze" bzw. „*Schwelle des Photoeffektes*". Wählen wir ein ν_0, bei welchem $h\nu_0 = \varphi$. Das EINSTEINsche Gesetz nimmt dann folgende Gestalt an:

$$h\nu = h\nu_0 + \frac{mv^2}{2}. \tag{80}$$

Bei $\nu = \nu_0$ verlassen die Elektronen die Metalloberfläche mit der Geschwindigkeit Null. Bei $\nu < \nu_0$ können die Elektronen aus der Kathode trotz ihrer Energiezunahme durch die Absorption von Lichtquanten nicht austreten. Im letzten Fall ergibt sich aus (80) ein imaginäres v. In Abhängigkeit von der effektiven Austrittsarbeit φ gibt es für jedes Metall eine bestimmte *Grenzfrequenz* ν_0 bzw. eine bestimmte *Grenzwellenlänge* λ_0. Streng genommen gilt dies nur beim absoluten Nullpunkt. Praktisch erweisen sich jedoch das EINSTEINsche Gesetz und die Schlußfolgerung über eine bestimmte Schwelle des Photoeffekts innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der beim Studium des Photoeffekts verwendeten Geräte für den größten Teil reiner Metalle bei Zimmertemperatur als richtig. Die Kurve, die die Abhängigkeit des Photostromes von der Wellenlänge λ bzw. von der Frequenz ν der auf die Kathode fallenden Strahlung ausdrückt, nennt man die *spektrale Verteilungskurve* der gegebenen Kathode. Damit die spektrale Verteilungskurve vollkommen definiert sei und z. B. vom Auflösungsvermögen des Monochromators oder der Intensitätsverteilung im Spektrum der Lichtquelle unabhängig bleibe, muß bei der Aufnahme der Spektralempfindlichkeit die Dichte des Photostromes auf die Einheit der Strahlungsenergie reduziert werden, die in der Zeiteinheit von einer Einheit der Kathodenfläche absorbiert wird.

Der Photostrom, den man bei der Bestrahlung einer Einheit der Kathodenoberfläche durch unzerlegtes Licht erhält, wird *integraler Photoeffekt* der gegebenen Kathode bei ihrer Beleuchtung durch die gegebene Lichtquelle genannt. Es versteht sich von selbst, daß man bei der Gegenüberstellung des integralen Photoeffektes verschiedener Kathoden oder für verschiedene Lichtquellen notwendigerweise einen solchen Vergleich unter gleichartigen Bedingungen durchführen muß, das heißt, bei ein und derselben Strahlungsenergie, die auf die Einheit der Kathodenfläche in der Zeiteinheit einfällt. Manchmal charakterisiert man die Intensität des integralen oder des teilweisen Photoeffektes statt durch die Angabe der Stärke und Dichte

des Photostromes, die auf ein Watt der absorbierten Energie entfällt, indem man die elektrische Ladung bestimmt, die aus der Kathodenfläche während der Absorption durch dieselbe Strahlungsenergie austritt. Auf diese Weise drückt man die Intensität des Photoeffektes z. B. in Coulomb pro Kalorie aus.

Es ist auch möglich, die Intensität des Photoeffektes durch die Anzahl der Elektronen zu charakterisieren, die aus der Kathodenoberfläche austreten, wenn ein Lichtquant im Kathodenmaterial absorbiert wird. Diese letzte Größe wird als *Quantenausbeute* der Photokathode bezeichnet. Für Metalle ist sie recht unbedeutend und beträgt ca. 10^{-3}.

Bei der praktischen Ausnutzung des Photoeffektes in Photoelementen charakterisiert man ihre integrale Empfindlichkeit im Gebiet der sichtbaren Strahlung irgendeiner Quelle durch den Strom in Mikroampere, der dann aber nicht einer Energieeinheit pro Flächeneinheit und Sekunde, sondern einem Lumen des Lichtstromes entspricht, der auf die gesamte Kathode des Photoelementes fällt (Mikroampere pro Lumen). Bei dieser Bestimmung der Kathodenempfindlichkeit muß beachtet werden, daß sie bei verschiedenen Lichtquellen verschieden ausfällt, da sie von der spektralen Energieverteilung der Lichtquelle abhängt.

Wenn bei stetiger Zunahme der Lichtfrequenz bis zu sehr kurzen Wellen, die im Bereich der üblichen Versuchsbedingungen liegen, die Intensität des Photoeffektes monoton zunimmt, so spricht man vom *normalen Photoeffekt.* Weist die spektrale Verteilungskurve jedoch ein Maximum auf (bzw. für Mehrschicht-Kathoden mehrere Maxima), so spricht man vom *selektiven Photoeffekt.*

Die Form der Strom-Spannungs-Charakteristik des Photoeffektes, d. h. der Kurvenverlauf, der die Abhängigkeit des Photostromes aus der Kathode von der Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der die Elektronen einfangenden Anode wiedergibt, wird im Falle reiner Metalloberflächen durch die geometrische Elektrodenkonfiguration, die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Photoelektronen und die Kontaktpotentialdifferenz zwischen den Elektroden bestimmt. Wegen der geringen Dichte des Photostromes ist der den Strom behindernde Einfluß der Raumladung sehr unbedeutend, und die Sättigung des Stromes tritt schon bei einem sehr geringen Wert der effektiven Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode ein (die Summe des äußeren Potentials und des Kontaktpotentials). Bei Mehrschichtkathoden beeinflußt das äußere Feld die Emission, und die Strom-Spannungs-Charakteristik wird komplizierter. Der Sättigungsstrom tritt aber auch für reine Metalle lediglich bei verhältnismäßig großen Potentialdifferenzen zwischen Kathode und Anode ein, wenn durch die Form von Kathode und Anode die Feldstärke an verschiedenen Punkten der Kathodenoberfläche so unterschiedlich ist, daß die Raumladung bei kleinen Potentialdifferenzen zwischen Anode und Kathode an den Stellen kleinster Feldstärke an der Kathode nicht ausgeglichen wird und hier die Stromdichte vermindert.

Die Absorption von Lichtquanten und die darauffolgende Elektronenemission geschehen praktisch gleichzeitig. Versuche mit KERR-Zellen zur Ermittlung des Einsetzens und des Aufhörens des Photostromes im Vergleich zum Anfang und Ende der Kathodenbestrahlung haben gezeigt, daß diese Verzögerung oder, mit anderen Worten, die *Trägheit des Photoeffektes* im Vakuum kleiner als 10^{-9} s ist. Die Trägheit gasgefüllter Photozellen, in denen zur Verstärkung des Photostromes eine Gasentladung ausgenutzt wird, wird durch die für den Aufbau der Gasentladung notwendige Zeit bedingt.

Kurz nach der Entdeckung des Photoeffektes wurde bei Untersuchungen des Photostromes von Metallflächen, die sich in atmosphärischer Luft befinden, festgestellt, daß die lichtelektrische Empfindlichkeit einer solchen Fläche mit der Zeit abnimmt. Die Empfindlichkeitsverminderung trat besonders dann stark ein, wenn die Bestrahlung der Fläche ununterbrochen fortgesetzt wurde. Diese Erscheinung wurde „Ermüdung" der Photokathode genannt. Später angestellte sorgfältige Untersuchungen des Photoeffektes im Vakuum an Oberflächen gut entgaster Metalle haben gezeigt, daß bei reinen Metalloberflächen keinerlei Ermüdung des Photoeffektes eintritt. Die Ermüdung muß also die Folge einer Veränderung der auf der Metalloberfläche adsorbierten Gashaut sein oder sich aus den zwischen Metall und Gas auftretenden chemischen und photochemischen Prozessen ergeben, die den Zustand und den Bau der äußeren Kathodenschicht wesentlich verändern.

Durch Versuche hat man festgestellt [375, 376, 365 (S. 120—124)], daß die Winkelverteilung der emittierten Elektronen dem LAMBERTschen Gesetz unterworfen ist, d. h. demselben Gesetz wie die Strahlung schwarzer Körper. Beim Photoeffekt kann man eine Verminderung der Kathodentemperatur beobachten, die der Kathodenabkühlung bei der thermischen Elektronenemission entspricht [400]. Über den Photoeffekt an der Oberfläche von Halbleitern siehe [372, 414].

§ 3. Methoden zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung der Photoelektronen und Methoden zur Bestimmung der langwelligen Grenze

Zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung von Photoelektronen wird die magnetische Ablenkung der Elektronen (Magnetfeldmethode) und die Gegenfeldmethode angewandt.

Zur Veranschaulichung der ersten Methode bringen wir in Abb. 58 den schematisierten Schnitt einer Anordnung nach KLEMPERER [377]. Die äußeren Abmessungen des Gerätes betragen: Höhe (senkrecht zum Schnitt der Abb. 58) = 16 mm, Durchmesser des äußeren Zylinders = 20 mm. Die mit einer bestimmten Geschwindigkeit v aus der Platte B unter der Wirkung des auf sie durch den Spalt C fallenden Lichts austretenden Elektronen beschreiben unter dem senkrecht zur Bildfläche wirkenden homogenen Magnetfeld H einen Kreis mit dem Halbmesser r (in der Abbildung punktiert). Die Elektronen fliegen durch die Öffnungen F_1, F_2 und F_3 und gelangen in die Auffangskammer A, die mit einem Elektrometer verbunden ist. Elektronen mit anderen Geschwindigkeiten bewegen sich auf Kreisen mit anderen Halbmessern und können somit nicht in die Kammer A gelangen. Dann sind r, H und v durch folgende Beziehung verbunden:

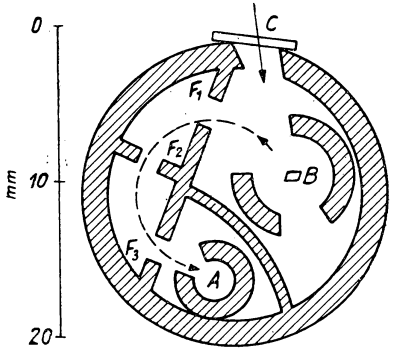


Abb. 58. Versuchsanordnung von KLEMPERER. B — beleuchtete Platte; A — Auffangkammer

$$r = \frac{vmc}{He}, \tag{81}$$

wobei m und e Masse und Ladung der Elektronen und c die Lichtgeschwindigkeit sind. Gibt man eine Reihe verschiedener Werte für die magnetische Feldstärke H vor, so mißt man nacheinander in Kammer A Ströme, die den verschiedenen Geschwindigkeiten der aus der Platte B austretenden Elektronen entsprechen, und kann nun diese Geschwindigkeiten aus Gleichung (81) bestimmen. Die Genauigkeit dieser Methode wird dadurch begrenzt, daß der durch die Spalte F_1, F_2 und F_3 tretende Elektronenstrahl nicht unendlich schmal sein kann. Daher gelangen nach A nur diejenigen Elektronen, die von B aus mit Geschwindigkeiten innerhalb eines gewissen endlichen Intervalls fliegen.

Andererseits können nach A nicht nur die auf dem Kreisbogen F_1, F_2, F_3 fliegenden Elektronen gelangen, sondern auch diejenigen, die von den Wandungen des Gerätes vielfach reflektiert werden. Deshalb bringt die Magnetfeldmethode dann keine zuverlässigen Ergebnisse, wenn der auf dem Kreis vom Halbmesser r fliegende Hauptstrahl der Elektronen sehr schwach ist, d. h. im Falle sehr geringer Geschwindigkeiten, die nahe der Grenzgeschwindigkeit liegen. Im mittleren Teil der Verteilungskurve erhält man jedoch zuverlässige Ergebnisse.

Die Gegenfeldmethode beruht darauf, daß das Potential der Auffangelektrode um den Wert U niedriger ist als das Kathodenpotential. Nur diejenigen Elektronen können die Auffangelektrode erreichen, deren Energie beim Verlassen der Kathode gleich oder größer als eU ist. Im Fall einer ebenen Kathode und einer parallel zu ihr liegenden ebenen Auffangelektrode kann ein Elektron die letztere unter der Bedingung

$$\frac{mv^2}{2} \geqq eU \tag{82}$$

erreichen. In dieser Ungleichung bezeichnet v nicht die wirkliche Elektronengeschwindigkeit beim Verlassen, sondern nur die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Kathodenfläche und zur Fläche der Auffangelektrode. Die Strommessung bei verschiedenen Potentialen U ergibt daher in diesem Falle nur die Anzahl derjenigen Elektronen, deren senkrecht zur Kathode liegende Geschwindigkeitskomponente die Ungleichung (82) erfüllt. Die Geschwindigkeitsverteilung kann hier nur über eine mehr oder weniger komplizierte Umrechnung ermittelt werden, wenn die Verteilung der nach verschiedenen Richtungen fliegenden Elektronen bekannt ist. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, bildet man bei der Anwendung der Gegenfeldmethode die Kathode in Form einer kleinen Kugel O aus (Abb. 59) und die Sammelelektrode als eine zur Kathode konzentrische Kugel K mit großem Radius.

Wäre der Halbmesser der inneren Kugel unendlich klein, so würde die Beziehung (82) in diesem Fall unmittelbar zur Geschwindigkeitsverteilung der von der Kugel emittierten Elektronen führen. Die endlichen Abmessungen der Kugelkathode oder der Austausch der Kugel gegen eine ebenso kleine Kathode anderer Form bedingen einen geringen Fehler, der im allgemeinen jedoch 2% nicht übersteigt [375, 378, 379]. Die unter solchen Bedingungen gewonnene Strom-Spannungs-Charakteristik besitzt die in der Abb. 60 dargestellte Gestalt. Der Punkt O entspricht dem Nullpunkt des von außen angelegten Verzögerungspotentials, der Abschnitt OO' der Kontaktpotentialdifferenz U_K. Der Punkt O' ist der Ausgangspunkt zur Bestimmung des tatsächlichen Verzögerungspotentials. Die Ordinate eines jeden Punktes der Kurve in Abb. 60 ergibt die Anzahl der die Ungleichung (82) befriedigenden Elektronen bei einem Verzögerungspotential U. Wir unterteilen den Abschnitt $O'P$ in

eine Reihe gleicher Abschnitte $ab = \Delta U$. Das Verzögerungspotential, das dem Punkt b entspricht, möge gleich U sein. Dann wird uns die Differenz der durch die Punkte b und a verlaufenden Ordinate die Anzahl der Elektronen Δn_U angeben, deren Energie beim Verlassen der Kathode im Intervall eU bis $e(U + \Delta U)$ liegt. Diese Differenz beträgt $\Delta U \cdot \operatorname{tg}\,(c, d, f)$. Folglich ist Δn_U proportional $\operatorname{tg}\,(c, d, f)$.

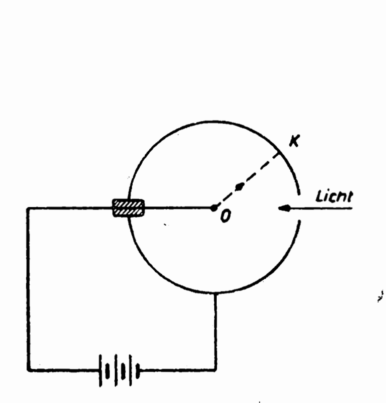


Abb. 59. Versuchsanordnung zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung von Photoelektronen nach der Gegenfeldmethode

Abb. 60. Strom-Spannungs-Charakteristik des Photostroms im Gegenfeld

Im Energieintervall von eU bis $e(U + dU)$ ist die Anzahl der Elektronen dn_U proportional dem tg des Neigungswinkels im gegebenen Kurvenpunkt. Auf diese Weise läßt sich durch Differentiation der Strom-Spannungs-Charakteristik bei der Gegenfeldmethode die Kurve für die Energieverteilung der Photoelektronen ermitteln. Es möge die Energieverteilung durch die Funktion

$$dn_{\mathcal{E}} = f(\mathcal{E})\, d\mathcal{E} \tag{83}$$

ausgedrückt sein. Die Geschwindigkeitsverteilung von v finden wir, indem wir $\mathcal{E} = \frac{mv^2}{2}$ setzen, woraus $d\mathcal{E} = mv\,dv$ folgt. Die Geschwindigkeitsverteilung erhält nunmehr folgende Gestalt:

$$dn_v = mvf\left(\frac{mv^2}{2}\right) dv \tag{84}$$

oder, indem man

$$mvf\left(\frac{mv^2}{2}\right) \text{ mit } F(v)$$

bezeichnet,

$$dn_v = F(v)\, dv\,. \tag{85}$$

Zeichnet man die Energieverteilungskurven oder die Geschwindigkeitsverteilungskurven nicht in Abhängigkeit von den absoluten Energie- bzw. Geschwindigkeitswerten, sondern in Abhängigkeit vom Verhältnis einer gegebenen Energie oder Geschwindigkeit zu den entsprechenden Werten der Mehrheit der Elektronen, so

werden sich die für das gleiche Metall jedoch für verschiedene Frequenzen des einfallenden Lichtes gezogenen Kurven decken. Solche für alle Frequenzen ν des einfallenden Lichtes gemeinsamen Energieverteilungskurven und Geschwindigkeitsverteilungskurven nennt man *relative Verteilungskurven.* Ein Beispiel dieser Kurvenart ist in Abb. 61 angeführt.

Die verschieden gekennzeichneten Punkte in Abb. 61 beziehen sich auf verschiedene ν. Für verschiedene Metalle sind die relativen Verteilungskurven einander

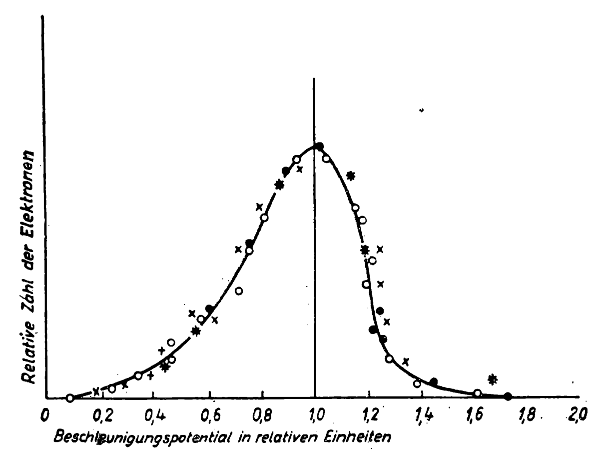


Abb. 61. Relative Geschwindigkeitsverteilung der Photoelektronen

ähnlich. Die Energie der Mehrzahl aller Elektronen beträgt etwa das 0,4fache der maximalen Energie (die nach dem EINSTEINschen Gesetz bestimmt wird). Die Geschwindigkeit der Mehrzahl der Photoelektronen beträgt das 0,6fache der maximalen Geschwindigkeit. Über die Geschwindigkeitsverteilung der Photoelektronen siehe auch [415].

Die Gegenfeldmethode dient außerdem zur Bestimmung der langwelligen Grenze. Hierbei genügt es, die Werte des Verzögerungspotentials zu finden, bei denen der Photostrom bei mehreren Werten von ν Null wird. Die Elektrodenform ist in diesem Fall gleichgültig. Wenn v die maximale Geschwindigkeit der aus der Kathode austretenden Photoelektronen ist, so genügt das Haltepotential U_0, bei dem der Photostrom gleich Null wird, der Gleichung

$$U_0 e = \frac{m v^2}{2}; \tag{86}$$

(86) und (79) ergeben

$$U_0 e = h\nu - h\nu_0, \quad U_0 = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0). \tag{87}$$

Wenn das EINSTEINsche Gesetz richtig ist, so müssen die für verschiedene ν bestimmten Werte U_0 auf einer Geraden liegen. Der Tangens des Neigungswinkels der Geraden $U_0 = f(\nu)$ ergibt $\frac{h}{e}$, und ihr Schnittpunkt mit der Abszissenachse ergibt die Grenzfrequenz ν_0. Mit dieser Methode wurden die außergewöhnlich sorgfältigen

Versuche MILLIKANS [380] durchgeführt, die er zur Prüfung des EINSTEINschen Gesetzes und zur Bestimmung der PLANCKschen Konstanten h aus der Photoelektronenemission durchführte. Ein Schema des MILLIKANschen Gerätes ist in Abb. 62 dargestellt. Die Bezeichnungen Na, K und Li beziehen sich auf die Würfel aus dem entsprechenden Metall. Durch Drehung des Schliffs konnte man nacheinander jeden Würfel vor das Quarzfenster O bringen, durch das ein monochromatisches Lichtbündel einfiel. Zwischen die beleuchteten Würfel und die Sammelelektrode C legte man ein Verzögerungspotential. Bringt man einen Metallwürfel in die der Platte S gegenüberliegende Stellung, so entsteht zwischen Würfel und Platte ein durch die Kontaktpotentialdifferenz bedingtes elektrisches Feld. Jede geringe Verschiebung des Würfels ruft eine Veränderung der von diesem Felde auf der Platte influenzierten Ladung hervor, die vom Elektrometer angezeigt wird. Der Ausschlag des Elektrometers wird Null, wenn man die Kontaktpotentialdifferenz durch eine von außen angelegte Spannung kompensiert. MILLIKAN bestimmte die Größe der Kontaktpotentialdifferenz, da man sie zur Feststellung der wahren Größe des Verzögerungspotentials kennen mußte. P stellt in Abb. 62 eine mit einem Magneten verschiebbare messerähnliche Einrichtung dar, durch die man bei Drehung des die Metallwürfel in Bewegung setzenden Schliffs eine obere Schicht von der Metallfläche im Vakuum abschneiden konnte, um diese Fläche in sauberem und möglichst gleichmäßigem Zustand zu erhalten.

Aus diesen Versuchen fand MILLIKAN für h den Wert von $6{,}57 \cdot 10^{-27}$ erg · s, mit einer möglichen Ungenauigkeit von $\pm$ 0,5%. Um einen durch Streulicht im Gerät

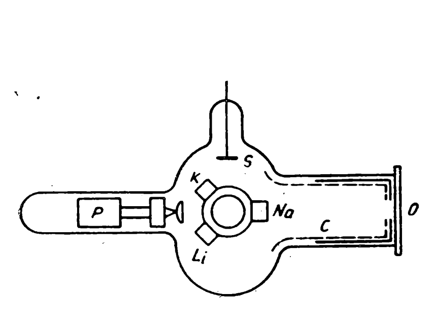


Abb. 62. Versuchsanordnung von MILLIKAN

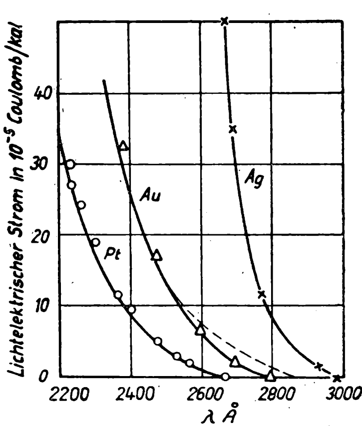


Abb. 63. Verlauf der spektralen Verteilungskurve in dem an λ_0 angrenzenden Gebiet

hervorgerufenen entgegengesetzten Photostrom von der Sammelelektrode C auszuschließen, wurde diese aus oxydiertem Kupfer hergestellt, wobei die langwellige Grenze 2688 Å beträgt.

Bei den Messungen wurden niemals kürzere Wellen als 2688 Å angewandt. Die andere Bestimmungsmethode von ν_0 ist die Bestimmung aus der spektralen Verteilungskurve durch den Schnittpunkt dieser Kurve mit der Abszissenachse. In Abb. 63 sind die entsprechenden Kurven für Silber, Gold und Platin aus der Arbeit

von SUHRMANN ([365], S. 44) angeführt. Die punktierte Kurve für Au zeigt die störende Wirkung des kurzwelligen Streulichts. Zur Beseitigung dieser Störung muß der Monochromator zusätzlich mit Filtern versehen werden. Diese Filter sperren Licht kürzerer Wellenlänge als jenes, das auf seinen Photoeffekt im Spektralgebiet untersucht wird. Der Kurvenverlauf zeigt, daß die Kurven die Tendenz besitzen, sich asymptotisch der Abszissenachse zu nähern. Die Verwendung eines empfindlicheren Gerätes kann also die beobachtete Grenze ein wenig verschieben. Die gleiche Schwierigkeit tritt bei der oben beschriebenen ersten Methode zur Bestimmung des Verzögerungspotentials U auf, wenn der Photostrom Null wird.

Die dritte Methode zur Bestimmung von ν_0 besteht in der Berechnung aus der bei der thermischen Elektronenemission bestimmten effektiven Austrittsarbeit φ.

Diese Methode ist die einfachste. Bei ihrer Anwendung muß jedoch erstens die Möglichkeit geschaffen werden, die gegebene Kathode bis zu der Temperatur zu erwärmen, die eine merkbare thermische Elektronenemission gestattet. Dabei darf weder die Kathode zerstört noch ihr Aggregatzustand verändert werden. Zweitens muß man sich versichern, daß der Oberflächenzustand der Kathode sowohl bei der thermischen Elektronenemission als auch bei der Untersuchung des Photoeffektes ein und derselbe bleibt. Diese Schwierigkeiten werden von der vierten Methode umgangen, die auf der Messung des integralen Photostromes beruht. Bei dieser Methode wird die Kathode durch eine Strahlung beleuchtet, deren spektrale Zusammensetzung der „schwarzen" Strahlung entspricht. Die thermodynamische Schlußfolgerung aus der Formel von RICHARDSON-DUSHMAN für die thermische Elektronenemission läßt die Frage nach dem Ursprung der Energie der emittierten Elektronen außer acht und beruht lediglich auf der Annahme des thermodynamischen Gleichgewichts zwischen dem Elektronen emittierenden Körper und seiner Umgebung.

Beim Photoeffekt ist ein solches Gleichgewicht vorhanden, wenn die Kathode in einer geschlossenen Hülle mit der bestimmten Temperatur T untergebracht ist oder wenn sie selbst einen Teil dieser Hülle darstellt. Die geringere Temperatur der Kathode als T und das Strahlungsgleichgewicht bei kleinen Kathodenabmessungen ändert die Strahlung ebensowenig wie das Vorhandensein einer Öffnung in dem Hohlraum, durch den die schwarze Strahlung bei der experimentellen Nachprüfung der Strahlungsgesetze zu dringen vermag. Man kann also diese Abweichung von idealen Gleichgewichtsbedingungen unberücksichtigt lassen. Die thermodynamische Schlußfolgerung führt [381] für den integralen Photostrom zur RICHARDSON-DUSHMANschen Gleichung, wenn die effektive Austrittsarbeit durch die Größe $h\nu_0$ ersetzt wird:

$$I = A T^2 e^{-\frac{h\nu_0}{kT}}. \tag{88}$$

Mißt man den integralen Photoeffekt der schwarzen Strahlung bei zwei verschiedenen Temperaturen der Strahlungsquelle, so ist es möglich, $h\nu_0$ zu bestimmen, indem man einfach die RICHARDSONsche Gerade aufstellt.

Für die Ermittlung von ν_0 aus dem integralen Photoeffekt gibt es eine noch bequemere Möglichkeit [382]. Man kann die spektrale Verteilungskurve, die sich auf eine Energieeinheit des auf die Kathodenfläche fallenden und von ihr absorbierten Lichts bezieht, als Funktion $F(\nu)$ der gegebenen Kathode aufnehmen. Jede Ordinate der Kurve wird mit dem entsprechenden Ordinatenwert der Kurve $\mathcal{E}(\nu)$ multipliziert, die sich aus dem Energieverteilungsgesetz der schwarzen Strahlung für irgendeine gegebene Temperatur (PLANCKsches Gesetz) ergibt. Man erhält eine neue

Kurve $y = F(\nu)\,\mathscr{E}(\nu)$ und kann den integralen Photostrom für zwei beliebige Temperaturen T_1 und T_2 auf graphischem Weg aus dem Integral

$$I = \int_0^\infty F(\nu)\,\mathscr{E}(\nu)\,d\nu \tag{89}$$

ermitteln. Somit entfällt die Frage nach der Quelle der schwarzen Strahlung und nach den Abweichungen von den Gleichgewichtsbedingungen.

Einige Ergebnisse von Messungen der langwelligen Grenze an verschiedenen Elementen sind in Tabelle 6 dargestellt. Über den Einfluß der Magnetisierung auf die langwellige Grenze bei Eisen siehe [413, 414].

Tabelle 6

Langwellige Grenze λ_0 beim äußeren Photoeffekt für bestimmte reine, *gut entgaste* Metalle in Millimikron (1 mμ = 10^{-7} cm = 10 Å). φ_Φ ist die sich für λ_0 nach der Formel $\varphi_\Phi = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$ ergebende Austrittsarbeit; φ ist die durch die thermische Elektronenemission bestimmte Austrittsarbeit[1])

Metall	λ_0 [mμ]	φ_Φ [eV]	φ [eV]	Metall	λ_0 [mμ]	φ_Φ [eV]	φ [eV]
Ag	270	4,56	4,08	Rb	570	2,17	
Au	261	4,73	4,42	Rh	270	4,57	4,58
Cs	660	1,87	1,81	Sn β	274	4,50	
Fe	262	4,72	—	Sn γ	282	4,38	
Hg	273,5	4,53	—	Sn flüssig	292,5	4,21	
K	550	2,25		Ta	305	4,05	4,07
Li	540	2,32		Zn	372	3,32	
Na	500	2,47		W	273	—	4,52[2])
Ni	246	5,01		Mo	280	—	4,41[2])
Pd	249	4,96	4,99				

§ 4. Die Beeinflussung des Photoeffekts durch dünne Schichten fremder Stoffe auf den Metalloberflächen

Der Zustand der Kathodenoberfläche, d. h. die Menge des auf dieser Oberfläche adsorbierten Gases, die dünnsten Filme fremder Stoffe und die chemische Verbindung spielen beim Photoeffekt eine noch bedeutendere Rolle als bei der thermischen Elektronenemission [401—406]. Die thermische Elektronenemission benutzt

[1]) Die Daten der Tabelle 6 sind dem Buch [365], S. 73—76 entnommen. Dort ist auch der Hinweis auf die Originalarbeiten zu finden, denen die Daten entnommen sind. Die Differenz zwischen φ_Φ und φ wird durch den unterschiedlichen Oberflächenzustand bei photoelektrischen Messungen und Messungen der thermischen Elektronenemission und durch die Unvollkommenheit der Meßmethoden erklärt. Die Daten für nicht entgaste Metalle, die lediglich orientierendes Interesse besitzen, kann man dortselbst finden sowie in [366], S. 28; [4], Bd. 1, S. 125.

[2]) λ_0 ist wegen der Unzuverlässigkeit der Versuchsdaten aus φ berechnet.

oder studiert man bei hohen Kathodentemperaturen, bei denen eine Entfernung der adsorbierten Gase und leicht flüchtiger Stoffe sowie eine Zersetzung vieler Verbindungen vor sich geht. Beim Photoeffekt ist es umgekehrt. Er wird meist bei Zimmertemperatur untersucht und ausgenützt. Bei dieser ist es recht schwierig, die Metalloberfläche rein zu erhalten. Am empfindlichsten erweisen sich die Alkalimetalle. Diese Metalle gehen sehr leicht chemische Verbindungen ein, schmelzen und sublimieren leicht und können daher nicht durch Glühen bei hoher Temperatur gereinigt oder entgast werden. Die einzig mögliche Art, eine mehr oder weniger von fremden Verunreinigungen freie Oberfläche der Alkalimetalle zu erhalten, ist die mehrfache Destillation dieser Metalle in sehr hohem Vakuum (bei einem Restdruck von ca. 10^{-8} Torr).

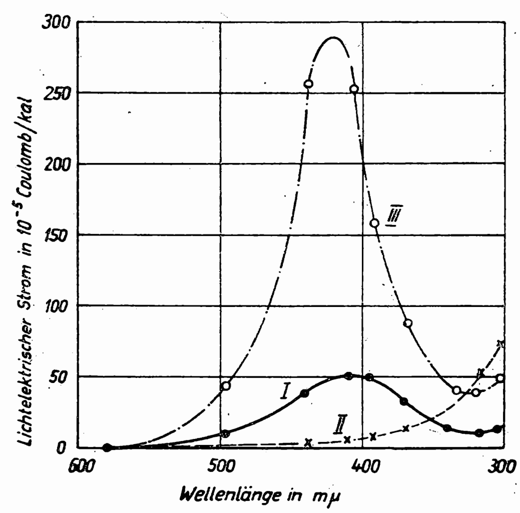


Abb. 64. Spektrale Verteilungskurven für dünne Kaliumschichten auf Naphthalin

Dünne Filme von Fremdstoffen in der Stärke einer einatomigen Schicht verändern die effektive Austrittsarbeit in der einen oder anderen Richtung bedeutend, verschieben die Schwelle des Photoeffektes (langwellige Grenze) in den Bereich kurzer oder langer Wellen und ändern die Stärke des Photostromes. Ebenso beeinflussen die auf der Metalloberfläche adsorbierten Gase sowie die von dem Metall absorbierten Gase den Photoeffekt. Der Einfluß adsorbierter Gase ist besonders bei Platin stark bemerkbar. Stärkere Schichten von Fremdstoffen, z. B. eine Alkalimetallschicht auf einem anderen Metall, führen zu komplizierteren Erscheinungen, die ihren Ausdruck im selektiven Photoeffekt finden.

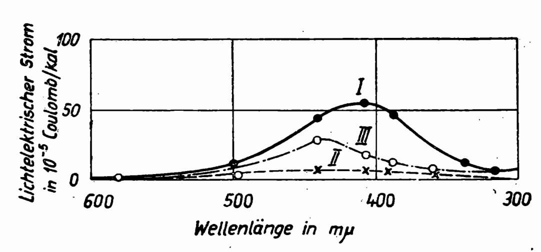


Abb. 65. Spektrale Verteilungskurven für dünne Kaliumschichten auf Paraffin

Das Auftreten des selektiven Photoeffektes ist am vollständigsten bei Kalium untersucht worden. Wie manche Experimentatoren behaupten [383, 384], verschwindet der an Kaliumoberflächen übliche selektive Photoeffekt bei der Ausbildung einer reinen Kaliumkathode durch achtmalige Destillation unter sehr hohem Vakuum. Bei weniger sorgfältiger Destillation besitzt die Kaliumkathode ein selektives Maximum (Kurve I in Abb. 64) [385]. Bringt man auf eine solche Schicht Spuren von Naphthalin, das mit Kalium schwach reagiert, so verschwindet das

selektive Maximum gänzlich, und ν_0 wird in Richtung höheren Frequenzen (Kurve II) verschoben. Bei fortgesetztem Aufbringen von Naphthalin vermindert sich die Empfindlichkeit der Kathode weiterhin. Trägt man auf die entstandene des Kalium-Naphthalin-Verbindung eine dünne Kaliumschicht auf, so verschiebt sich ν_0 zu tieferen Frequenzen hin, und das scharf hervortretende selektive Maximum erscheint wiederum (Kurve III). Wiederholt man den Versuch, indem man anstatt Naphthalin gut gereinigtes, mit Kalium keinerlei Reaktionen eingehendes Paraffin verwendet, so entsteht beim Auftragen von Spuren des letzteren lediglich eine Empfindlichkeitsverminderung, siehe Kurve II der Abb. 65 (die Kurve I bezieht sich wie in Abb. 64 auf reines Kalium). Ferner geht bei weiterem Auftragen von Kalium eine Vergrößerung der Empfindlichkeit ohne Auftreten eines scharf ausgedrückten selektiven Maximums vor sich (Kurve III). Hieraus kann man den Schluß ziehen, daß für ein selektives Maximum eine dünne Schicht Kalium auf der Oberfläche einer chemischen Kaliumverbindung notwendig ist. Trägt man Kalium auf eine spiegelnde Platinfläche auf, die vorher durch Elektronenbombardement im Vakuum bis zur Rotglut erwärmt wurde[1]), so beobachtet man eine ähnliche Veränderung der spektralen Verteilungskurve und einen selektiven Photoeffekt [386, 463]. Bei weiterem Auftragen von Kalium auf die Platinfläche wird die Höhe des Maximums verringert, und die Verteilungskurve nähert sich der Kurve, die man gewöhnlich für Kalium erhält ([366], S. 36, Abb. 17).

Die Sensibilität der Kaliumkathoden beim Photoeffekt beruht auf dem Einfluß dünner Fremdstoffschichten auf der Kathodenoberfläche. Hierher gehört die Steigerung der Empfindlichkeit von Kaliumkathoden durch ein Bombardement mit Wasserstoffionen in der Entladung oder die Bearbeitung der Kaliumoberfläche durch Sauerstoff bzw. Schwefel. In all diesen Fällen bilden sich an der Kathodenoberfläche Verbindungen zwischen Kalium und Wasserstoff, Sauerstoff bzw. Schwefel. Bei der Bildung dieser Verbindungen tritt Wärme auf, und an den Stellen, wo sich solche Moleküle bilden, sublimiert das Kalium und bedeckt dann nach erneutem Niederschlag die Kaliumverbindung mit einer dünnen Schicht. Dies führt zu einem intensiven selektiven Photoeffekt [387]. Über die Sensibilität von Kaliumkathoden siehe auch [407, 408] und über die Veränderung der langwelligen Grenze des Eisens durch Magnetisierung [413].

§ 5. Der selektive Photoeffekt

Der selektive Photoeffekt wird von dem sogenannten Vektoreffekt (*vektorieller Photoeffekt*) [465, 409, 474] begleitet. Man hat festgestellt, daß der selektive Photoeffekt bei polarisiertem Licht nur dann beobachtet wird, wenn der auf die Kathodenoberfläche einfallende elektrische Vektor eine zur Kathodenoberfläche senkrechte Komponente besitzt.

Wenn man die Wirkung des Lichtes vergleicht, das einmal so polarisiert ist, daß der elektrische Vektor in der Einfallsebene — Fall $E_{||}$ — liegt, und ein anderes Mal so, daß der elektrische Vektor senkrecht zur Einfallsebene gerichtet ist — Fall $E_{\perp}$ —, so findet der selektive Photoeffekt lediglich im Fall $E_{||}$ statt und ist um so größer, je größer der Einfallswinkel ist.

---

[1]) Langmuir setzt auf Grund seiner Untersuchungen voraus, daß eine solche Platinfläche von einer einatomigen Wasserstoffschicht überzogen ist.

Die entsprechenden spektralen Verteilungskurven für eine Kaliumschicht auf einem Platinspiegel sind in Abb. 66 dargestellt.

Auch eine geringe Rauheit der Kathodenoberfläche führt dazu, daß der zur Kathodenoberfläche parallele elektrische Vektor tatsächlich in einzelnen Elementen der Oberfläche mit derselben einen gewissen Winkel bildet. Es ist deshalb praktisch immer ein gewisser Anteil des selektiven Photoeffektes dem normalen Photoeffekt beigemischt.

Es gibt eine ganze Reihe von Versuchen zur Erklärung des selektiven Photoeffektes. So hat man versucht, ihn durch eine besondere Orientierung der Atome des Alkalimetalls in der dünnen Schicht zu erklären. Eine solche Orientierung führt zur selektiven Absorption der Strahlungsenergie sowie zu einer spezifischen Wirkung der zur Schichtoberfläche senkrechten Komponente des elektrischen Vektors auf die Metallelektronen. Man achtete auch auf den Umstand, daß das Maximum des selektiven Photoeffektes auf Lichtfrequenzen fällt, die nahe am Absorptionsgebiet des Lichtes des gegebenen Metalles liegen. Die modernen Photoeffekttheorien, die auf der Wellenmechanik beruhen, führen auf den selektiven Vektoreffekt. Vom Standpunkt dieser Theorien ist nicht das Auftreten des selektiven Photoeffektes im Fall dünner Filme unverständlich, sondern umgekehrt erregen die Versuche Zweifel, die ein Fehlen dieser Effekte im Fall reinster Oberflächen dicker Schichten zeigen. IVES und FRY [388] wiesen darauf hin, daß bei der Beurteilung der Wirkung des Lichtes auf die mit einer dünnen Schicht eines Alkalimetalls überzogenen Kathode nicht einfach mit der Intensität, bzw. der auf die Kathodenfläche einfallenden Strahlungsenergie gerechnet werden muß, sondern daß auch das elektrische Feld in der dünnen Schicht des Alkalimetalls zu berücksichtigen ist, da dieses Feld nicht nur von der einfallenden Lichtwelle, sondern auch von der an der Unterlage reflektierten Welle bestimmt wird. Zur Überprüfung dieser Annahme untersuchten sie den Photoeffekt einer dünnen Cäsiumschicht auf Platin. Auf einem Teil der Platinoberfläche wurde vor dem Cäsiumüberzug von einem glühenden Wolframfaden Quarz zerstäubt, der einen durchsichtigen Keil zwischen Platin und Cäsium bildete (Abb. 67). Es wurde die Amplitude der stehenden Lichtwellen der auf das Platin einfallenden und reflektierten Welle in verschiedenen Entfernungen von der Platinoberfläche sowohl für $E_{\perp}$ als auch für $E_{||}$ berechnet. In Abb. 67 ist links eine graphische Darstellung der Amplitudenverteilung stehender Wellen gezeigt. Die Entfernungen von der Platinoberfläche sind auf der Vertikalen, die Amplituden auf der Horizontalen aufgetragen. Bei diesen Versuchen fiel das Licht auf die Kathode durch einen schmalen, parallel zur Kante des Quarzkeils angebrachten Spalt. Diesen Spalt und den durch ihn auf

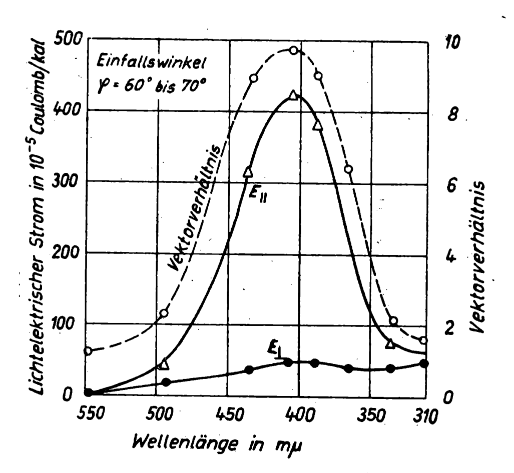


Abb. 66. Spektrale Verteilungskurven für $E_{\perp}$ und $E_{||}$ beim selektiven Photoeffekt

der Kathode beleuchteten Streifen konnte man zu ihm selbst parallel verschieben. Dadurch war es möglich, den Photoeffekt bei verschiedener Stärke der Quarzzwischenschicht zu beobachten und ihn mit der entsprechenden berechneten Amplitude $E_{\perp}$ bzw. $E_{||}$ zu vergleichen.

Wie die Kurven in Abb. 68 zeigen, hing die Intensität des Photoeffektes bei diesen Versuchen nicht eindeutig von der Lage der Polarisationsebene des auf die Kathode

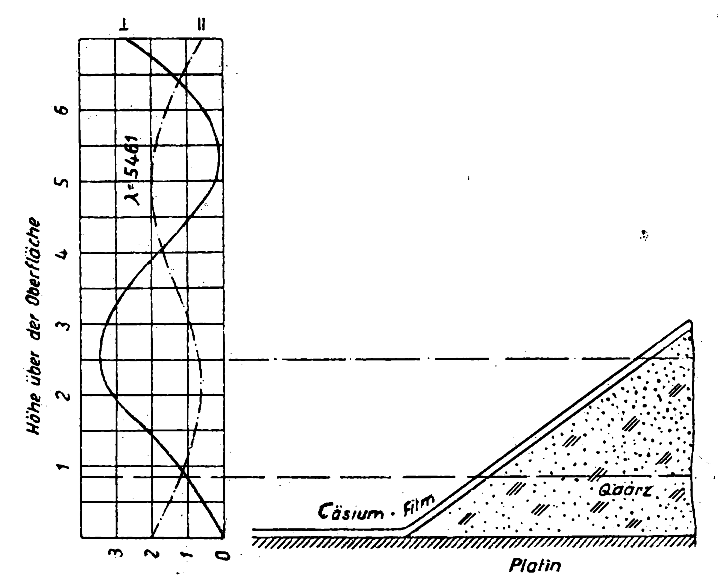


Abb. 67. Zum Versuch von IVES und FRY

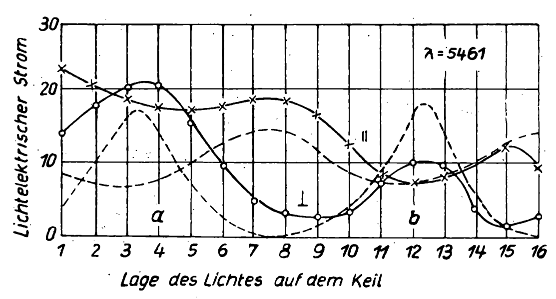


Abb. 68. Kurven nach IVES und FRY

fallenden Lichtes ab. Sie kam jedoch sowohl im Falle $E_{\perp}$ als auch im Falle $E_{||}$ der auf Grund der optischen Eigenschaften des Platins berechneten Amplitudenverteilung des elektrischen Feldes sehr nahe. Diese Verteilung ist in Abb. 68 durch die punktierten Kurven angedeutet. In den Punkten a und b erwies sich der Photoeffekt

für $E_\perp$ sogar intensiver als für $E_{||}$. Daher ist es für Cäsiumfilme auf Platin in diesem Fall nicht möglich, von einem Vektoreffekt zu sprechen.

Betrachten wir den selektiven Verlauf der spektralen Verteilungskurve des Photoeffektes: Bei dünnen Filmen auf der Metalloberfläche führen sowohl das Experiment als auch die Theorie eindeutig zum Vorhandensein eines selektiven Photoeffektes. Bei Alkalimetallflächen von größtmöglicher Reinheit besteht zwischen den modernen Photoeffekttheorien und dem Experiment eine gewisse Unstimmigkeit. Das Fehlen bzw. Vorhandensein des selektiven Photoeffektes bei anderen reinen Metallen ist bisher nicht festgestellt worden, da die Experimente im kurzwelligen Gebiet des ultravioletten Spektrums erfolgen müssen.

§ 6. Der Einfluß der Temperatur auf den Photoeffekt. Bestimmung der langwelligen Grenze ν_0 des Photoeffektes nach der Methode von Fowler und du Bridge

Das Einsteinsche Gesetz kann nur dann gerechtfertigt sein, wenn die Anzahl der Elektronen, deren Energie größer ist als die maximale Elektronenenergie W_i beim absoluten Nullpunkt, so gering ist, daß der Austritt dieser Elektronen aus dem Metall der Beobachtung entgeht. Da sich ihre Zahl jedoch mit wachsender Temperatur nach dem Fermischen Verteilungsgesetz erhöht, muß der Austritt solcher Elektronen bei höheren Temperaturen bemerkbar werden. Tatsächlich verschiebt sich bei hohen Temperaturen die Grenze des Photoeffektes in Richtung niedrigerer Lichtfrequenzen und wird zugleich verwaschen: Es finden sich für jedes Lichtquant Elektronen, deren Energie zum Austritt aus dem Metall nicht ausreicht. Ihre Anzahl entspricht der Energie dieses Quants. Je kleiner das Energiequant ist, desto geringer ist die Anzahl solcher Elektronen. Die spektrale Verteilungskurve bei hohen Temperaturen nähert sich also nicht unter einem bestimmten Winkel der Abszissenachse, wie es bei niedrigen Temperaturen der Fall ist, sondern sie nähert sich ihr asymptotisch. Je empfindlicher das strommessende Instrument ist, desto niedriger ist die Lichtfrequenz, bei der dieser Strommesser noch einen Photostrom registriert.

Da es nicht möglich ist, die thermische Elektronenemission bei niedrigen Temperaturen wegen ihrer geringen Intensität zu beobachten, so hat man versucht, die Abhängigkeit der effektiven Austrittsarbeit φ von der Temperatur auf dem Wege der Bestimmung von ν_0 bei verschiedenen Temperaturen und durch die Berechnung von φ aus der Gleichung $\varphi = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$ zu klären. Bei hohen Temperaturen wird jedoch das unmittelbar aus dem Versuch bestimmte ν_0 ungenau. Dennoch versteht man bei diesen Temperaturen unter ν_0 einen ganz bestimmten Wert, der der Gleichung $\varphi = h\nu_0$ entspricht.

Eine Methode zur genauen Bestimmung von ν_0 und damit auch von φ bei beliebigen Temperaturen durch die Aufnahme der spektralen Verteilungskurve des Photoeffektes wurde von Fowler entwickelt [389, 394, 410]. Die Methode von Fowler basiert auf der von ihm entwickelten Theorie des Photoeffektes für Frequenzen in der Nähe der Frequenz ν_0. Diese Theorie und Fowlers Methode zur Bestimmung von ν_0 bzw. φ wurden von du Bridge vervollständigt und präzisiert [390].

Es wäre möglich, die Emissionsstromdichte beim Photoeffekt von derselben Gleichung (39) $I = e \int\limits_{W_a}^{\infty} N(W)\,dW$ ausgehend zu berechnen, die zur Berechnung der ther-

mischen Elektronenemission dient, wenn die Elektronenverteilung in Richtung der senkrecht zur Metalloberfläche verlaufenden x-Achse in den Komponenten der kinetischen Energie W nach der Absorption der in das Metall eindringenden Strahlung bekannt wäre. Die Auffindung dieser Verteilung bedeutet die größte Schwierigkeit in der Theorie des Photoeffektes. Es ist jedoch möglich, auf einem etwas anderen Wege zur Lösung des Problems zu gelangen. Man kann unter W in Gleichung (39) die zeitlich frühere Größe — die Energiekomponente *vor* der Absorption der Energiequanten durch die Elektronen verstehen, muß dann jedoch die untere Integrationsgrenze von W_a in $W_a - h\nu$ ändern. Auf diese Weise sind auch diejenigen Elektronen erfaßt, denen bis zur Strahlungsabsorption die Energie W_a zur Überwindung der Potentialschwelle W_a fehlte, die jedoch den fehlenden Energiebetrag auf Kosten der Strahlungsquanten gewinnen. Da nicht alle Elektronen diese zusätzliche Energie erhalten, muß die Verteilungsfunktion $N(W)$ in (39) durch eine andere $N'(W)$ ersetzt werden, die diesem Umstand Rechnung trägt. Die die Elektronenreflexion an der Grenze Metall — Umgebung erfassende Funktion $D(W)$ ist ebenfalls durch einen neuen Ausdruck $D'(W)$ zu ersetzen, wobei W ebenfalls der Energie bis zur Strahlungsabsorption entspricht. Somit nimmt die Ausgangsgleichung folgende Form an:

$$I = e \int_{W_a - h\nu}^{\infty} D'(W)\, N'(W)\, dW\,. \tag{90}$$

Bei $D'(W)$ kann man in erster Näherung ebenso verfahren wie bei der thermischen Elektronenemission, d. h., man bringt einen Mittelwert dieser Größe $\overline{D'}(W)$ unter das Integralzeichen. Der andere Faktor $N'(W)$ unter dem Integral wird durch die Wechselwirkung zwischen Lichtquanten und Elektronen bestimmt, die bei verschiedenen Frequenzen unterschiedlich ist. Fowler umgeht diese Schwierigkeit und vereinfacht die Aufgabe, indem er voraussetzt, daß für einen schmalen Frequenzbereich um ν_0 sich $N'(W)$ wenig mit der Frequenz ändert und daß für das gesamte Gebiet ein $N'(W)\, dW$ angenommen werden kann, das proportional ist $N(W)\, dW$, d. h. der Anzahl der Elektronen in einem Kubikzentimeter, für die W bis zur Lichtabsorption im Bereich von W bis $W + dW$ liegt. Du Bridge kommt ohne diese Annahme aus und löst die Aufgabe, indem er die Stromdichte beim Photoeffekt für ein und dieselbe bestimmte Lichtfrequenz ν, jedoch für verschiedene Temperaturen, berechnet. Er setzt

$$D'(W) N'(W) dW = C \cdot N(W) dW \tag{91}$$

an, wobei C ein konstanter Faktor für ein gegebenes ν ist. Setzt man (91) in (90) ein, so erhält man den Ausdruck

$$I = Ce \int_{W_a - h\nu}^{\infty} N(W) dW\,. \tag{92}$$

Zum gleichen Ausdruck führt auch die Annahme Fowlers.

Setzt man an Stelle von $N(W)$ in die Formel den sich aus dem Fermischen Energieverteilungsgesetz ergebenden Ausdruck, so erhält man analog zu (38):

$$I = Ce \int_{W_a - h\nu}^{\infty} \frac{4\pi m k T}{h^3} \ln\left(1 + e^{\frac{W_i - W}{kT}}\right) dW\,. \tag{93}$$

Führen wir eine neue Veränderliche

$$y = \frac{W - (W_a - h\nu)}{kT} \tag{94}$$

ein, so folgt

$$dW = kT \cdot dy\,.$$

Somit erhält (93) die Form

$$I = Ce \int_0^\infty \frac{4\pi m k^2 T^2}{h^3} \ln \left[1 + e^{\left(-y + \frac{h\nu - W_a + W_i}{kT}\right)}\right] dy \tag{95}$$

oder, indem man davon Gebrauch macht, daß $W_a - W_i = \varphi$ und mit Einführung der Bezeichnungen

$$C_1 = Ce\frac{4\pi m k^2}{h^3} \quad \text{und} \quad \mu = \frac{h\nu - \varphi}{kT} = \frac{h\nu - h\nu_0}{kT} \tag{96}$$

folgt:

$$I = C_1 T^2 \int_0^\infty \ln(1 + e^{-y+\mu})\, dy\,. \tag{97}$$

Die von uns gewählte Frequenz möge so sein, daß $\mu < 0$ ist. In diesem Fall ist im Integrationsbereich von (97) $e^{-y+\mu} < 1$. Wir können die bekannte Reihenentwicklung vornehmen:

$$\ln(1 + x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^2}{3} - \frac{x^4}{4} + \cdots. \tag{98}$$

Indem wir $-y + \mu = z$ und $x = e^z$ setzen, finden wir

$$\begin{aligned} I &= -C_1 T^2 \int_\mu^{-\infty} \left\{e^z - \frac{e^{2z}}{2} + \frac{e^{3z}}{3} - \frac{e^{4z}}{4} + \cdots\right\} dz = \\ &= -C_1 T^2 \Big|_\mu^{-\infty} \left\{e^z - \frac{e^{2z}}{2^2} + \frac{e^{3z}}{3^2} - \frac{e^{4z}}{4^2} + \cdots\right\} = \\ &= C_1 T^2 \left\{e^\mu - \frac{e^{2\mu}}{2^2} + \frac{e^{3\mu}}{3^2} - \frac{e^{4\mu}}{4^2} + \cdots\right\}. \end{aligned} \tag{99}$$

Wegen $\mu < 0$ konvergiert die Reihe in der geschweiften Klammer. Ist dagegen $\mu > 0$, so verfahren wir folgendermaßen:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \ln(1 + e^{-y+\mu})\, dy &= \int_0^\mu \ln(1 + e^{-y+\mu})\, dy + \int_\mu^\infty \ln(1 + e^{-y+\mu})\, dy = \\ &= \int_0^\mu \ln(1 + e^{-y+\mu})\, dy + \int_0^\infty \ln(1 + e^{-y_1})\, dy_1\,, \end{aligned} \tag{100}$$

wobei $y_1 = y - \mu$ ist. Im Integrationsbereich des letzten Integrals wird $e^{-y_1} \leq 1$, und es ergibt sich die gleiche Zerlegung

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \ln(1 + e^{-y_1})\, dy_1 &= -\Big|_0^\infty \left\{e^{-y_1} - \frac{e^{-2y_1}}{2^2} + \frac{e^{-3y_1}}{3^2} - \frac{e^{-4y_1}}{4^2} + \cdots\right\} = \\ &= 1 - \frac{1}{2^2} + \frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} + \cdots = \frac{\pi^2}{12}. \end{aligned} \tag{101}$$

Weiterhin führen wir eine Umformung durch

$$\int_0^\mu \ln(1+e^{-y+\mu})\,dy = \int_0^\mu \ln\left\{e^{-y+\mu}(1+e^{y-\mu})\right\}dy =$$

$$= \int_0^\mu \left\{-y+\mu+\ln(1+e^{y-\mu})\right\}dy = -\frac{\mu^2}{2}+\mu^2+\int_0^\mu \ln(1+e^{y-\mu})\,dy\,. \quad (102)$$

In dem Integrationsbereich des letzten Integrals haben wir wiederum $e^{y-\mu} \leqq 1$. Wir zerlegen also den Ausdruck unter dem Integral in eine Reihe und integrieren

$$\int_0^\mu \ln(1+e^{y-\mu})\,dy = \int_0^\mu \left\{e^{y-\mu}-\frac{e^{2(y-\mu)}}{2}+\frac{e^{3(y-\mu)}}{3}-\frac{e^{4(y-\mu)}}{4}+\cdots\right\}dy =$$

$$= \Big|_0^\mu \left\{e^{y-\mu}-\frac{e^{2(y-\mu)}}{2^2}+\frac{e^{3(y-\mu)}}{3^2}-\frac{e^{4(y-\mu)}}{4^2}+\cdots\right\} =$$

$$= \left\{1-\frac{1}{2^2}+\frac{1}{3^2}-\frac{1}{4^2}+\cdots\right\}-\left\{e^{-\mu}-\frac{e^{-2\mu}}{2^2}+\frac{e^{-3\mu}}{3^2}-\frac{e^{-4\mu}}{4^2}+\cdots\right\} =$$

$$= \frac{\pi^2}{12}-\left\{e^{-\mu}-\frac{e^{-2\mu}}{2^2}+\frac{e^{-3\mu}}{3^2}-\frac{e^{-4\mu}}{4^2}+\cdots\right\}. \quad (103)$$

Da $\mu > 0$, konvergiert die letzte Reihe als abnehmende und alternierende Reihe. Wenn wir die gefundenen Werte in (100) einsetzen, so finden wir für $\mu > 0$

$$I = C_1T^2\left\{\frac{\pi^2}{6}+\frac{\mu^2}{2}-\left[e^{-\mu}-\frac{e^{-2\mu}}{2^2}+\frac{e^{-3\mu}}{3^2}-\frac{e^{-4\mu}}{4^2}+\cdots\right]\right\}. \quad (104)$$

Führt man die Bezeichnungen

$$\left.\begin{aligned} f(\mu) &= e^{\mu}-\frac{e^{2\mu}}{2^2}+\frac{e^{3\mu}}{3^2}-\frac{e^{4\mu}}{4^2}+\cdots && \text{für } \mu \leqq 0,\\ f(\mu) &= \frac{\pi^2}{6}+\frac{\mu^2}{2}-\left[e^{-\mu}-\frac{e^{-2\mu}}{2^2}+\frac{e^{-3\mu}}{3^2}-\frac{e^{-4\mu}}{4^2}+\cdots\right] && \text{für } \mu \geqq 0 \end{aligned}\right\} \quad (105)$$

ein, so können wir die Lösung unserer Aufgabe sowohl für $\mu \leqq 0$ als auch für $\mu \geqq 0$ durch die Formel

$$I_1 = C_1T^2 f(\mu) \quad (106)$$

darstellen, worin C_1 eine Konstante ist. Du Bridge rechnete mit konstantem ν, μ erscheint bei ihm als Funktion von T. Fowler dagegen kommt zu der gleichen Abhängigkeit des Stromes I von μ, indem er μ als Funktion von ν mit der zusätzlichen Annahme berechnet, daß der Proportionalitätsfaktor C_1 von ν im Bereich des schmalen Frequenzintervalls, in dem seine Folgerung angewendet wird, unabhängig ist. Dividieren wir beide Seiten der Formel (106) durch T^2 und logarithmieren wir sie, so ergibt sich

$$\ln\frac{I}{T^2} = \ln C_1 + F\left(\frac{h\nu-h\nu_0}{kT}\right), \quad (107)$$

wobei

$$F(\mu) = \ln f(\mu).$$

Wir nehmen bei einer bestimmten Temperatur T eine Reihe von spektralen Verteilungskurven des Photostromes in einem Frequenzbereich in der Nähe von ν_0 auf

und vergleichen die Kurve der experimentell gefundenen Werte $\ln \frac{I}{T^2}$ in Abhängigkeit von $\frac{h\nu}{kT}$ mit der für das gleiche Frequenzgebiet berechneten theoretischen Kurve

$$y = F\left(\frac{h\nu}{kT}\right). \tag{108}$$

Ist die Gleichung (107) richtig, die den experimentell gefundenen Werten I entsprechen muß, so muß jeder Punkt der Meßkurve höher liegen als der entsprechende Punkt der theoretisch ermittelten Kurve (108) bei gleichem ν, und zwar um den Betrag $\ln C_1$. Außerdem muß jeder Punkt der Meßkurve weiter rechts als der entsprechende Punkt der theoretischen Kurve liegen, und zwar um den Betrag $\frac{h\nu_0}{kT}$, da im Ausdruck (107) $\frac{h\nu - h\nu_0}{kT}$ als Argument der Funktion $F(\mu)$ auftritt, während die Abszisse der theoretischen Kurve (108) die Größe $\frac{h\nu}{kT}$ ist. Solcherweise kann, wenn Gleichung (107) richtig ist, jede beliebige Meßkurve mit der theoretischen zur Deckung gebracht werden, wenn man sie parallel zu sich um den Betrag $\ln C_1$ nach unten und $\frac{h\nu_0}{kT}$ nach links verschiebt. Der Betrag der Verschiebung in vertikaler Richtung gibt die Möglichkeit, C_1 zu bestimmen und damit die Absorptionswahrscheinlichkeit der Lichtquanten durch die Elektronen in dem gegebenen schmalen Frequenzbereich festzustellen. Die Größe der zur Deckung der Kurven notwendigen Verschiebung in der Waagerechten gibt die Möglichkeit, ν_0 und λ_0 zu bestimmen.

In Abb. 69 sind die Meßergebnisse dargestellt, die sich auf den Photoeffekt einer reinen Palladiumoberfläche bei Temperaturen im Intervall von 305° K bis 1078° K beziehen. Die in die Abbildung eingezeichnete Kurve stellt die theoretische Kurve $y = F\left(\frac{h\nu}{kT}\right)$ dar. Sämtliche experimentell ermittelten Punkte sind bereits um eine für jede gegebene Temperatur gleiche Entfernung in der Vertikalen und in der Horizontalen verschoben worden. Wie man sieht, decken sich die Meßpunkte nach dieser Verschiebung sehr gut mit der theoretischen Kurve. Die Größe der waagerechten Verschiebung ergibt die Werte von ν_0, die für verschiedene Temperaturen lediglich um maximal 0,5% streuen, was in den Grenzen der Beobachtungsfehler liegt. Für die Funktion $F(\mu)$ sind Tabellen aufgestellt worden, die die Anwendung der FOWLERschen Methode erleichtern[1]). Sie werden von uns im „Anhang" angegeben. DU BRIDGE formte Gleichung (107) folgendermaßen um:

$$\ln \frac{I}{T^2} = \ln C_1 + F_1\left[\ln \frac{h\nu - h\nu_0}{kT}\right], \tag{109}$$

wobei $F_1(\ln \mu) = F(\mu)$ ist, und stellte eine Meßkurve mit $\ln \frac{I}{T^2}$ in Abhängigkeit von $\ln \frac{1}{T}$ auf, und als theoretische Kurve benutzte er die Kurve $y = F_1\left(\ln \frac{1}{T}\right)$. In diesem Fall ist die Abszisse irgendeines Punktes der Meßkurve gleich der Größe $\ln \frac{h(\nu - \nu_0)}{k} + \ln \frac{1}{T}$, während die Abszisse des entsprechenden Punktes der

[1]) [365], S. 232.

theoretischen Kurve $\ln \frac{1}{T}$ ist. Der Betrag der waagerechten Verschiebung bis zur Deckung der Kurven wird in diesem Falle gleich $\ln \frac{h(\nu - \nu_0)}{k}$ sein, was wiederum die Bestimmung von ν_0 möglich macht. In der Tabelle der Abb. 69 sind die effektiven Werte für die Austrittsarbeit bei Palladium nach der FOWLERschen Methode angegeben. Nach der Methode von DU BRIDGE sind bei Untersuchungen mit verschiedenen Wellenlängen folgende Werte von φ in Elektronenvolt gefunden worden: 2482 Å—4,96; 2399 Å—4,95; 2378 Å —4,94; 2345 Å—4,94; 2302 Å —4,98; 2225 Å—4,98.

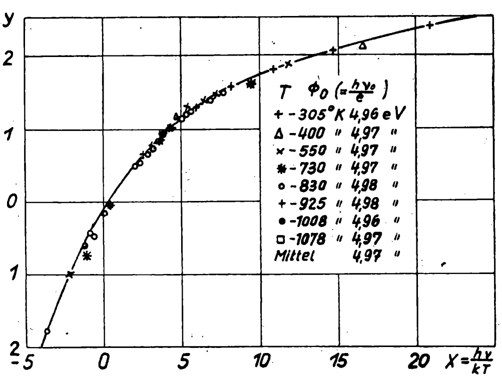


Abb. 69. Kurvenverlauf für Pd nach DU BRIDGE

Aus diesen Zahlen ist, wenn eine Temperaturabhängigkeit für φ existiert, zu ersehen, daß sie für Palladium im Bereich von 305° K bis 1078° K nicht mehr als ein Prozent ausmacht. Dies liegt durchaus im Bereich der Meßgenauigkeit. Da $\varphi = W_a - W_i$, kann die Änderung von φ mit der Temperatur lediglich eine Folge der Änderung von W_a und W_i sein. W_a kann sich jedoch bei thermischer Ausdehnung des Metalls infolge der Veränderung der Ionenabstände im Kristallgitter ändern. W_i, das in erster und sehr guter Annäherung gleich $\frac{h^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}}$ ist, hängt von n ab, d. h. von der Anzahl der freien Elektronen pro cm³ des Metalls. Wenn die Anzahl der auf jedes Atom des Metalls entfallenden freien Elektronen unverändert bleibt, ändert sich n bei der Ausdehnung des Metalls mit der Änderung der Anzahl der Atome pro cm³. Die Berechnung zeigt, daß bei einer Temperaturerhöhung im Palladium um 1000° W_a um ca. 2% geringer wird, W_i dagegen um 3%. Das führt zu einer Änderung der effektiven Austrittsarbeit φ um nicht mehr als 1%.

Die gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment, die in Abb. 69 durch das Zusammenfallen der experimentell ermittelten Punkte mit der theoretischen Kurve veranschaulicht ist, kann und darf als experimentelle Bestätigung der FERMIschen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen angesehen werden. Über Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit von φ siehe [410, 411].

§ 7. Die Theorien des Photoeffekts

Beim Aufbau einer strengen Theorie des Photoeffekts ist vor allem damit zu rechnen, daß ein völlig freies Elektron nicht restlos die Energie eines Lichtquants absorbieren kann. Dies würde zu einer Verletzung des Impulssatzes führen. Um uns davon zu überzeugen, wollen wir annehmen, daß die Energie und der Impuls des Elektrons vor seiner Wechselwirkung mit dem Photon außer acht gelassen werden

können und daß nach dem Beginn der Wechselwirkung die Elektronengeschwindigkeit in Richtung des Photons gleich v sei. Der Energiesatz für den Fall vollständiger Absorption des Photons durch das Elektron lautet:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu \tag{110}$$

und der Impulssatz, wenn wir den Impuls des Elektrons nach dem Stoß dem Impuls des Photons gleichsetzen:

$$mv = \frac{h\nu}{c}. \tag{111}$$

Aus (110) und (111) erhalten wir:

$$v = 2c. \tag{112}$$

Wenn wir die Änderung der Elektronenmasse mit der Geschwindigkeit berücksichtigt hätten, so würden wir

$$v = c \tag{113}$$

erhalten haben. Sowohl dieses als auch jenes Ergebnis sind absurd, da sie dem EINSTEINschen Gesetz des Photoeffekts und auch den Versuchsergebnissen widersprechen. Deshalb muß man annehmen, daß beim Elementarprozeß des Photoeffekts außer dem Photon und dem Elektron noch andere Partikel beteiligt sind, oder zumindest eine Partikel, die einen Teil des Impulses des Photons übernimmt. Das kann lediglich dann der Fall sein, wenn die Elektronen nicht absolut frei sind, sondern durch das Kraftfeld mit den Ionen des Metalls verbunden sind. Man kann also beim Aufbau einer Theorie des Photoeffekts der Metalle nicht die eingangs genannte Näherung benutzen, daß die Elektronen im Metall frei seien.

Die andere Frage, die beim Aufbau einer Theorie des Photoeffektes auftaucht, ist die Erfassung der Absorptionswahrscheinlichkeit eines Quants durch ein Elektron, das sich in irgendeinem gegebenen energetischen Zustand befindet. Zur Lösung des Problems, welchen Einfluß die Absorption von Strahlungsquanten auf die Elektronenbewegung im Metall hat wird in modernen Theorien des Photoeffekts die Elektronenbewegung durch die Wellenmechanik beschrieben. Die Störung der Elektronenwellen oder, in der Sprache der Wellenmechanik ausgedrückt, die Störung der Eigenfunktionen der Elektronen wird durch das elektrische Feld der Lichtwelle berechnet. Auf diesem Wege ist eine Theorie des Photoeffekts zuerst im Jahre 1929 aufgestellt worden [391] (siehe auch [365], S. 211—216). Die Schwierigkeit mit dem Impuls-Erhaltungssatz versuchte man dadurch zu umgehen, daß man die Dämpfung der Lichtwelle im Metall berücksichtigte. Die gedämpfte Welle kann man in eine FOURIER-Reihe zerlegen, so daß den einzelnen Gliedern dieser Reihe gleiche Frequenzen, jedoch verschiedene Wellenlängen entsprechen [392]. Dies gestattet gleichzeitig die Befriedigung des Energie- und Impuls-Erhaltungssatzes. Der erste Entwurf einer Theorie, der unter dem Namen WENTZEL-Theorie bekannt ist, erfaßte bis zu einem gewissen Grade die Verbindung der Leitungselektronen mit dem Metall im ganzen, da der Elektronenzustand durch stehende Elektronenwellen charakterisiert wurde, die sich durch Reflexion an den Wänden eines rechtwinkligen Metallwürfels bilden. Für dünne Metallfilme, die durchweg vom Licht durchdrungen werden, kann ein solcher Ansatz als gerechtfertigt angesehen werden. Wir führen zur Veranschaulichung des allgemeinen Lösungsganges kurz die Grundzüge in den wellenmechanischen Theorien des Photoeffekts an.

λ sei die DE-BROGLIE-Wellenlänge, die durch die Beziehung

$$\lambda = \frac{h}{mv} \tag{114}$$

bestimmt wird. Wir führen nun die Größe

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}\,^{1)} \tag{115}$$

ein und drücken durch k den Impuls p und die kinetische Energie $\mathcal{E}$ des Elektrons aus. Betrachten wir die Beziehung (114), so finden wir

$$p = mv = \frac{h}{\lambda} = k\frac{h}{2\pi}. \tag{116}$$

Somit stellt k einen dem Elektronenimpuls proportionalen Vektor dar. Mißt man den Impuls in Einheiten $\frac{h}{2\pi}$ (Elementarimpuls), so ist k zahlenmäßig der Elektronenimpuls. Der Zahlenwert von k wird *Wellenzahl* genannt.

Für die kinetische Energie des Elektrons erhalten wir

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m} = \frac{h^2k^2}{8\pi^2 m}. \tag{117}$$

Die gesamte Elektronenenergie kann man durch eine bestimmte Frequenz ν_e ausdrücken, wenn man die Beziehung

$$\mathcal{E} = h\nu_e \tag{118}$$

benutzt. (117) und (118) ergeben eine Beziehung zwischen k und ν_e in der Form von

$$k^2 = \mu\nu_e, \quad \text{wobei} \quad \mu = \frac{8\pi^2 m}{h}. \tag{119}$$

Das uns interessierende Metall möge von Flächen senkrecht zu den Achsen x, y und z begrenzt sein. Für die stehende Elektronenwelle im Metall schreiben wir

$$\Psi_0 = A \sin\frac{2\pi x}{\lambda_x} \sin\frac{2\pi y}{\lambda_y} \sin\frac{2\pi z}{\lambda_z} e^{2\pi i\nu_e t}. \tag{120}$$

Hierbei ist λ_x die Projektion von λ auf die X-Achse. Analoge Bedeutung besitzen λ_y und λ_z. Es sei

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}; \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y}; \quad k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}. \tag{121}$$

Man erkennt sofort, daß k_x, k_y, k_z die Komponenten des Vektors k darstellen. Ist α der Winkel zwischen der Wellenausbreitungsrichtung und der X-Achse, so ist $\lambda_x = \frac{\lambda}{\cos\alpha}$ und folglich

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha = k\cos\alpha \text{ usw.} \tag{122}$$

und somit erhält (120) die Form:

$$\Psi_0 = A \sin k_x x \cdot \sin k_y y \cdot \sin k_z z \cdot e^{2\pi i\nu_e t}. \tag{123}$$

---

[1]) k ist nicht zu verwechseln mit der BOLTZMANN-Konstanten.

Die Größen $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z, k_x, k_y, k_z$ müssen der üblichen Bedingung für die Bildung stehender Wellen genügen. Daher muß

$$k_x = \frac{\pi n_x}{l_x}\,; \quad k_y = \frac{\pi n_y}{l_y}\,; \quad k_z = \frac{\pi n_z}{l_z} \tag{124}$$

sein, wobei l_x, l_y, l_z die Kantenlängen des parallel zu den Achsen X, Y und Z liegenden rechtwinkligen Metallwürfels sind, n_x, n_y und n_z aber sind beliebige positive ganze Zahlen.

Der elektrische Vektor der Lichtwelle, die auf die Metalloberfläche bei $x = 0$ fällt, sei im Innern des Metalls

$$E = E_0 e^{-\alpha x} \cos\left[2\pi\nu t - (Kr)\right], \tag{125}$$

worin K die gleiche Bedeutung in bezug auf die Lichtwellen besitzt wie k in bezug auf die Elektronenwellen. Die Funktion Ψ_0 genügt der SCHRÖDINGER-Gleichung

$$\frac{h^2}{8\pi^2 m}\Delta\Psi_0 + \frac{h}{2\pi i}\frac{\partial\Psi_0}{\partial t} - U\Psi_0 = 0, \tag{126}$$

wobei U die potentielle Energie der Elektronen ist[1]). Das elektrische Feld der Lichtwelle stört die Bewegung des Elektrons. Der gestörten Bewegung entspricht die Funktion Ψ, die der Gleichung

$$\frac{h^2}{8\pi^2 m}\Delta\Psi + \frac{h}{2\pi i}\frac{\partial\Psi}{\partial t} - U\Psi = \frac{eh}{8\pi^2 m\nu} e^{-\alpha x - i(Kr) + 2\pi i\nu t} E_0 \operatorname{grad}\Psi \tag{127}$$

genügt. Nach den Methoden der Störungsrechnung nehmen wir an, daß man Ψ in Form von

$$\Psi = \Psi_0 + \Psi_1 \tag{128}$$

darstellen kann. In diesem Fall ergeben (126) und (127)

$$\frac{h^2}{8\pi^2 m}\Delta\Psi_1 + \frac{h}{2\pi i}\frac{\partial\Psi_1}{\partial t} - U\Psi_1 = \frac{eh}{8\pi^2 m\nu} e^{-\alpha x - i(Kr) + 2\pi i\nu t} E_0 \operatorname{grad}\Psi_0\,. \tag{129}$$

Im rechten Teil des Ausdrucks (129) ist unter dem Gradienten Ψ näherungsweise durch Ψ_0 ersetzt. Das Quadrat $|\Psi_0|^2$ ergibt bekanntlich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons im gegebenen Punkt (x, y, z) und im gegebenen energetischen Zustand bis zur Störung durch die Lichtwelle; $|\Psi|^2$ ergibt die gleiche Wahrscheinlichkeit nach der Störung. Da $\Psi_1 = \Psi - \Psi_0$ ist, so ergibt $|\Psi_1|^2$ die Wahrscheinlichkeit des Elektronenübergangs im gegebenen Punkt des Metalls aus dem Zustand Ψ_0 in den Zustand Ψ. Das Integral

$$Z_1 = \int\!\!\int\!\!\int |\Psi_1|^2\, dx\, dy\, dz, \tag{130}$$

über das ganze Metall erstreckt, gibt die Übergangswahrscheinlichkeit irgendeines Elektrons aus der gesamten Anzahl der im Metall befindlichen freien Elektronen aus dem Zustand Ψ_0 in den Zustand Ψ_1 an, oder mit anderen Worten, die Absorptionswahrscheinlichkeit des in das Metall gedrungenen Lichtquants durch ein beliebiges Leitungselektron des Metalls.

Die Zerlegung von Ψ_1 in eine FOURIER-Reihe führt zum Ausdruck

$$\Psi_1 = \sum_{k'} a(k'\,t)\, e^{i(Kr) + 2\pi i\nu_e t}, \tag{131}$$

[1]) In seiner Originalarbeit setzt WENTZEL an Stelle von U die potentielle Energie des Elektrons im konstanten Feld innerhalb des Metalls in Form einer Summe an mit der Ruheenergie des Elektrons $m_0 c^2$.

worin $\alpha(k't)$ der Koeffizient der Reihe ist und durch k' die zu k analoge Größe im Fall des ungestörten Elektrons bezeichnet ist. Die Berechnung der Koeffizienten a ergibt

$$a(k') = \frac{1}{l_x l_y l_z} \frac{eh}{8\pi^2 m\nu} \frac{e^{\frac{2\pi i}{h}(h\nu + W_0 - W)t} - 1}{h\nu + W_0 - W} \times$$
$$\times \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} dx\, dy\, dz\, e^{-\alpha x - i(K + k'r)} (E_0 \operatorname{grad} U_0), \qquad (132)$$

wobei

$$U_0 = A \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z.$$

Die weiteren Berechnungen für Z_1 führen auf die Form

$$Z_1 = \frac{t}{l_x} \frac{16\pi^3 me^2}{h^3} \left(\frac{h}{8\pi^2 m\nu}\right)^{\frac{7}{2}} k_x^2 \left\{E_x^2 + \frac{h}{8\pi^2 m\nu}\left[\frac{1}{2} k_x^2 E_x^2 + k_y^2 E_y^2 + k_z^2 E_z^2\right] + \cdots\right\}. \quad (133)$$

Bei den Berechnungen wird es klar, daß von allen möglichen Fällen die Wechselwirkung des elektrischen Feldes der Lichtwellen mit den Elektronen bei völliger Energieabsorption des Lichtquants durch das Elektron am wahrscheinlichsten ist. Die Koeffizienten $a(k')$ besitzen in diesem Fall, wie aus dem Ausdruck (132) hervorgeht, den größten Wert. Das gleiche gilt auch für die Berechnung des Integrals (130). Hierbei ändert sich die Elektronengeschwindigkeit in der X-Achse entsprechend der Beziehung

$$k_x'^2 = k_x^2 + \frac{8\pi^2 m\nu}{h}, \qquad (134)$$

während die anderen Geschwindigkeitskomponenten fast unverändert bleiben,

$$k_y' \approx k_y, \quad k_z' \approx k_z. \qquad (135)$$

Ist $h\nu$ größer als die effektive Austrittsarbeit φ, so gibt (130) die Austrittswahrscheinlichkeit des Elektrons an, das vor der Absorption des Lichtes durch das Metall die Impulskomponenten k_x, k_y, k_z besessen hat. Um den gesamten Photostrom vom Metall zu berechnen, muß man noch die Wahrscheinlichkeit Z_1 über alle Leitungselektronen summieren und das Ergebnis, das auf die Zeiteinheit bezogen ist, mit der Ladung e des Elektrons multiplizieren. Das Summieren wird durch Integration über dk_x, dk_y, dk_z im Impulsraum vorgenommen: a) wenn $h\nu > W_a$, im ganzen in diesem Raum durch die Elektronen besetzten Bereich am absoluten Nullpunkt (FERMI-Bereich); b) wenn $W_a - W_i < h\nu < W_a$, wird die Integration lediglich auf der Kugelschale vorgenommen, deren innerer Halbmesser durch die Beziehung

$$k = \sqrt{\frac{8\pi^2 m(\nu_a - \nu)}{h}} \qquad (136)$$

bestimmt wird, wobei $\nu_a = \frac{W_a}{h}$ ist. Dieser Halbmesser entspricht der geringsten Energie derjenigen Elektronen, die durch Licht der Frequenz ν dem Metall entrissen werden können.

Im Endergebnis ergibt sich der Photostrom pro Flächeneinheit im Fall a) ($\nu > \nu_a$, was im fernen ultravioletten Gebiet des Spektrums der Fall ist) zu

$$I = \frac{2e^2}{15\pi h^2} \bar{\nu}^{+\frac{5}{2}} \nu^{-\frac{7}{2}} \left\{E_x^2 + \frac{1}{14}\frac{\bar{\nu}}{\nu}\left[3E_x^2 + 2E_y^2 + 2E_z^2\right] + \cdots\right\}. \qquad (137)$$

Hier ist $\bar{\nu} = \frac{W_i}{h}$, E_x, E_y, E_z sind die Komponenten des elektrischen Vektors der Lichtwelle in der X-Achse, die senkrecht zur Metalloberfläche gerichtet ist und in den Achsen Y und Z, die zu dieser Fläche parallel liegen.

Im Fall b) ($\nu_a - \bar{\nu} < \nu < \nu_a$; das ist das Spektralgebiet, das unmittelbar von der kurzwelligen Seite aus an die langwellige Grenze des Photoeffektes $\nu_0 = \nu_a - \bar{\nu}$ anschließt) ist der Photostrom gleich

$$I = \frac{2e^2}{15\pi h^2}\left\{\left[\bar{\nu}^{+\frac{5}{2}} - (\nu_a - \nu)^{\frac{5}{2}}\right]\nu^{-\frac{7}{2}} E_x^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{14}\left[\bar{\nu}^{+\frac{7}{2}} - (\nu_a - \nu)^{\frac{7}{2}}\right]\bar{\nu}^{-\frac{9}{2}}\left[3E_x^2 + 2E_y^2 + 2E_z^2\right] + \cdots\right\}. \quad (138)$$

Die Ausdrücke (137) und (138) zeigen, daß die einzelnen Komponenten des elektrischen Vektors der Lichtwelle verschiedene Bedeutung für den Photoeffekt haben. In das erste Hauptglied des Ausdrucks (138) geht nur die zur Metalloberfläche senkrechte Komponente E_x ein. Nach (138) besitzt der Photostrom im Gebiet $\nu_a - \bar{\nu} < \nu < \nu_a$ ein Maximum. Somit führt die dargelegte Theorie zum selektiven Vektoreffekt. Diese Theorie ist in der Anwendung auf dünne Metallfilme in [393] etwas ausführlicher entwickelt worden.

Eine Erklärung zur Frage, welche Elektronen aus ihrer Verbindung mit dem Kristallgitter dem Metall durch das Licht entrissen werden können, ohne daß das Impulserhaltungsgesetz verletzt wird, gab die Theorie von Tamm [392]. Tamm untersuchte besonders die Wirkung des Lichtes auf die Elektronen, die sich in einer sehr dünnen Schicht an der Oberfläche des Metalls befinden, wo ein konzentriertes Feld infolge der Potentialschwelle vorhanden ist. Im Zusammenhang damit untersuchte er auch die Wirkung des Lichtes auf die Elektronen im Inneren des Metalls, wo sie sich im periodischen (räumlichen) Feld der Ionen des Raumgitters befinden. Die unter der Lichteinwirkung erfolgende Emission der ersteren nannte Tamm „*Oberflächen*“-Photoeffekt, die Emission der letzteren „*inneren*“ Photoeffekt[1]). Die von Tamm angegebene Lösung der Störung der Elektronenwellen durch das Licht führt zu einem noch komplizierteren Ausdruck für die Stärke des Photostromes pro Flächeneinheit der Metalloberfläche als die Ausdrücke (137) und (138). Die spektrale Verteilungskurve besitzt nach Tamm ein selektives Maximum, und es findet ein Vektoreffekt statt. Bei der Behandlung des inneren Photoeffektes nimmt Tamm das Kristallgitter des Metalls als Raumgitter einfachster Form an, und für die Eigenfunktion Ψ der Elektronen im Felde eines solchen Gitters setzt er

$$\Psi_{k_x k_y k_z} = e^{i\,[2\pi\nu_{e k_x k_y k_z}(t - k_x x - k_y y - k_z z)]}\, u_{k_x k_y k_z}(xyz) \quad (139)$$

an, wobei u die periodische Funktion der Koordinaten ist, deren Periode gleich der Konstanten a des Raumgitters ist. Tamm nahm ferner an, daß die für freie Elektronen gültige Beziehung (119) auch für die schwach durch das Gitterfeld gebundenen Elektronen gültig bleibt. Die Vektorgröße k nach der Absorption des Lichtquants wollen wir wie bisher durch k' bezeichnen. Drücken wir dann die Energie des Elek-

---

[1]) Dies ist nicht zu verwechseln mit der üblichen Bedeutung dieses Ausdruckes, nämlich der Leitfähigkeitsänderung des Kristalls unter Lichteinwirkung.

trons $\mathcal{E}$ durch die entsprechenden Frequenzen (d. h. $\mathcal{E} = h\nu_e$ vorausgesetzt) aus, so können wir

$$\nu_{ek'_x k'_y k'_z} = \nu_{ek_x k_y k_z} + \nu \tag{140}$$

schreiben. Nach der Elektronentheorie der Metalle sind bei der Berücksichtigung des periodischen Feldes des räumlichen Ionengitters nur Elektronenübergänge aus einem energetischen Zustand in einen anderen möglich, bei denen

$$k'_x = k_x \pm \frac{2\pi}{a} m_x, \quad k'_y = k_y \pm \frac{2\pi}{a} m_y, \quad k'_z = k_z \pm \frac{2\pi}{a} m_z \tag{141}$$

erfüllt ist. In ihr sind m_x, m_y, m_z beliebige positive ganze Zahlen oder Nullen.

Aus (119), (140) und (141) folgt, daß

$$\mu\nu = \sum_{i=x,y,z} \left\{ \left(k_i \pm \frac{2\pi}{a} m_i\right)^2 - k_i^2 \right\}. \tag{142}$$

Führt man die Bezeichnungen

$$k_0 = \frac{2\pi}{a}, \quad k_0^2 = \mu\nu_0 \tag{143}$$

ein, so erhält (142) die Form

$$\nu = \nu_0 \sum_{i=x,y,z} m_i^2 \left(1 \pm \frac{2k_i}{k_0 m_i}\right). \tag{144}$$

Da zur Berechnung der Frequenz $\bar{\nu}$

$$h\bar{\nu} = W_i = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \tag{145}$$

der W_i entsprechende Impuls $\bar{k}$ der Gleichung

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\mu} \bar{k}^2 \tag{146}$$

genügt, so wird folglich

$$\bar{k} = \pi \left(\frac{3n}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{147}$$

Nimmt man die Anzahl der Leitungselektronen in 1 cm³ des Metalls gleich der Anzahl der Atome des Metalls an (was der Wirklichkeit sehr nahe kommt), so wird im Falle des einfachen Raumgitters $n = \frac{1}{a^3}$. Setzen wir diesen Wert für n in (147) ein und ersetzen wir $\frac{2\pi}{a}$ durch k_0, so finden wir

$$\frac{2\bar{k}}{k_0} = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} < 1. \tag{148}$$

Am absoluten Nullpunkt der Temperatur ist ein beliebiges k_i in (144) kleiner als $\bar{k}$ (größter Elektronenimpuls bei $T = 0$), und folglich ist in (144)

$$\frac{2k_i}{k_0} < 1.$$

Wir fragen nun: Welche Frequenz ist auf Grund der Bedingung (147) die tiefste Frequenz eines Lichtquants, das von einem Leitungselektron des Metalls mit den

Impulskomponenten k_x, k_y, k_z absorbiert werden kann? Den Wert Null, dem $m_x = m_y = m_z = 0$ entspricht, lassen wir außer acht und finden für den kleinsten Wert von ν, indem wir für eine der Größen m_x, m_y, m_z den Wert Eins wählen und die beiden anderen Null setzen,

$$\nu_{\min} = \nu_0\left(1 - \frac{2\,k_x}{k_0}\right). \tag{149}$$

Umgekehrt finden wir, daß ein der Frequenz ν entsprechendes Lichtquant nur von Elektronen absorbiert werden kann, deren Impulskomponenten der Beziehung

$$k_i \leqq \frac{1}{2}\,k_0\left(1 - \frac{\nu}{\nu_0}\right) \tag{150}$$

entsprechen, wobei $i = x, y, z$ ist.

Wir orientieren die X-Achse senkrecht zur Metalloberfläche. Dann können wir die Bedingung, die notwendig ist, um dem Elektron nach der Absorption des Lichtquants den Austritt aus dem Metall zu ermöglichen, wie folgt niederschreiben:

$$W + h\nu \geqq W_a \text{ oder } h\nu_e + h\nu \geqq h\nu_a, \tag{151}$$

oder in Form von

$$\frac{h}{\mu}\,k_i'^2 = h\left(\frac{1}{\mu}\,k_i^2 + \nu\right) \geqq h\nu_a \tag{152}$$

oder

$$k_i^2 + \mu(\nu - \nu_a) \geqq 0\,. \tag{153}$$

Bei der gegebenen Lichtfrequenz ν können nur die Elektronen das Metall verlassen, deren Impulse und Energien vor der nunmehr stattgefundenen Absorption eines Lichtquants der Beziehung (153) entsprachen. Da k_i und ν jedoch außerdem noch durch die Bedingung (150) der Lichtquantenabsorption durch das Elektron verbunden sind, nach der nur langsame Elektronen ein Quant absorbieren können, ist der Elektronenaustritt beim „inneren" Photoeffekt nur dann möglich, wenn die Lichtfrequenz eine neue Grenzfrequenz des inneren Photoeffektes ν_g' übertrifft. Diese Frequenz ist bedeutend höher als die Grenzfrequenz ν_g des äußeren Photoeffektes. Wir finden ν_g', indem wir aus der Ungleichung (153) zuerst k_i und dann k_0 mit Hilfe der Bedingungen (149) und (143) eliminieren. Nach einer Reihe einfacher Umformungen erhalten wir:

$$\nu^2 + 2\,\nu_0\nu + \nu_0^2 - 4\nu_0\nu_a \geqq 0, \tag{154}$$

wobei

$$\nu \geqq 2\sqrt{\nu_0\nu_a} - \nu_0$$

und folglich

$$\nu_g' = 2\,\sqrt{\nu_0\nu_a} - \nu_0\,. \tag{155}$$

Ist für Kalium $\lambda_g = 6200$ Å und $\overline{\lambda} = \frac{c}{\overline{\nu}} = 6050$ Å, so beträgt $\lambda_g' = 3850$ Å. Für Natrium ist $\lambda_g' = 4000$ Å.

Bei Metallen mit großer effektiver Austrittsarbeit, für die λ_g mehr oder weniger nahe dem ultravioletten Gebiet des Spektrums liegt, befindet sich λ_g' im fernen ultravioletten Gebiet. So ergibt sich z. B. für Silber λ_g' zu 1880 Å. Es ist daher nur bei Alkalimetallen leicht, den „inneren" Photoeffekt nach TAMM zu entdecken.

TAMM veranschaulichte das quantitative Verhalten des äußeren und des inneren Photoeffektes bei Kalium durch theoretische Kurven in Abb. 70.

Einen weiteren Schritt beim Aufbau einer Theorie des Photoeffektes für reine Metalle unternahm MITCHELL [395]. Im Gegensatz zu WENTZEL und TAMM erfaßt MITCHELL das äußere elektrische Feld der Lichtwelle nicht als einfaches sinusförmiges Wellenfeld, das sich im Metall ausbreitet, sondern berücksichtigt im Einklang mit den oben beschriebenen Versuchen von IVES und FRY die Reflexion und die Lichtbrechung an der Metalloberfläche und führt auf diese Weise optische Metallkonstanten in seine Formel ein. Bei der Berechnung des Lichtwellenfeldes benutzt MITCHELL die Formeln der klassischen Optik. Er führt die Berechnungen unter der Annahme durch, daß die optischen Konstanten des Mediums eine sprunghafte Veränderung beim Übergang aus dem Vakuum oder dem Gas in das Metall erfahren. Die Form der Potentialschwelle wird ebenfalls durch einen Sprung idealisiert. Die weitere Entwicklung dieser Theorie durch MITCHELL und andere [395—399, 412] beruht auf der Berechnung der Reflexion und der Brechung unter Berücksichtigung der Quantengesetze und dem Vorhandensein einer Übergangsschicht, in der die optischen Konstanten kontinuierlich im Raum verändert werden, sowie auf genauerer Erfassung der Form der Potentialschwelle.

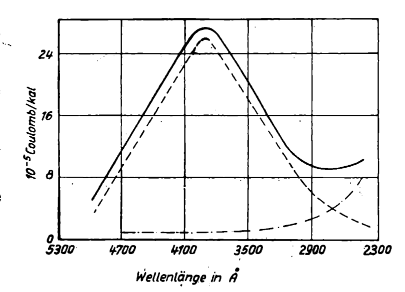


Abb. 70. Theoretische Verteilungskurve nach TAMM

Die Formeln, zu denen die neuesten Theorien des Photoeffektes führen, sind sehr umfangreich, und die Ergebnisse haben recht unübersichtliche Formen. Größere Vereinfachungen ergeben keine gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment. Diese Übereinstimmung wird in gleicher Weise durch die unzulänglichen und ungenauen Daten einiger Konstanten und die nicht immer genau zu erfassenden Versuchsbedingungen (Zustand, Bau und Reinheitsgrad der Metalloberfläche) gestört.

§ 8. Der Photoeffekt bei Mehrschicht-Kathoden[1])

Heute haben bei den praktischen Anwendungen des Photoeffektes die Photoelemente[2]) mit sogenannten *Mehrschichtkathoden* breite Verwendung gefunden. Eine oft angewandte Kathode ist die Cäsiumkathode. Die Empfindlichkeit der Vakuumphotoelemente mit einer Cäsiumoxydkathode von üblichen Abmessungen (etwa 10 cm^2) erreicht 50 μA/Lumen, während die größte Empfindlichkeit von Photoelementen mit sensibilisierter Kaliumkathode nur 4 μA/Lumen beträgt. Die Cäsiumoxydkathoden besitzen eine Silberunterlage in Form einer Silberplatte oder einer Silberschicht, die auf das Glas mit chemischen Mitteln gefällt bzw. durch thermische oder Kathodenzerstäubung aufgetragen wird. Der Kolben des Photoelements mit

[1]) Auch „zusammengesetzte“ Kathoden genannt. (Die Red.).
[2]) Im deutschen Sprachgebrauch ist auch die Bezeichnung „Photozelle“ üblich. (Die Red.).

Silberplatte oder Silberschicht wird der üblichen Entgasung bei Durchwärmung im elektrischen Ofen unterworfen. Sodann wird die Silberunterlage durch Sauerstofffüllung des Kolbens oder mit Hilfe einer elektrischen Entladung im Kolben oxydiert.

Die Silberoxydschicht besitzt zweckmäßig eine bestimmte Stärke, die in der Praxis nach der Färbung der oxydierten Schicht festgelegt wird. Der Kolben des Photoelementes ist mit einem Ansatz (Abb. 71) versehen, der ein Gemisch von Chlorcäsium und metallischem Kalzium enthält, das in einen am Ende offenen Nickelzylinder Q eingeschlossen ist. Der Ansatz O befindet sich während der Durchwärmung des Kolbens außerhalb des Ofens. Nach der Oxydation des Silbers wird der Sauerstoff abgepumpt und mit dem Ansatz kurzzeitig in die Schwingspule eines Hochfrequenzgenerators gesetzt. Unter der Wirkung der Wirbelströme wird der Zylinder Q auf hohe Temperatur erwärmt, wobei im Gemisch CsCl und Ca eine Reduktion des Cäsiums stattfindet. Zur Destillation des reduzierten Cäsiums im Kolben des Photoelementes wird der Kolben mit dem Ansatz O in einen elektrischen Ofen gebracht und die Temperatur bis auf 195° C gesteigert. Die Cäsiumdämpfe reduzieren das Silberoxyd und bilden eine Cäsiumoxydschicht, die einzelne Silberatome und auch einzelne größere Silberpartikel enthält. Beim weiteren Aufdampfen von Cäsium auf die Cäsiumoxydschicht bildet sich eine dünne Schicht von metallischem Cäsium auf der Oberfläche des Oxyds. Eine solche Kathode besitzt bei der Temperatur, bei der die Cäsiumdestillation vor sich geht, nicht nur große photoelektrische Empfindlichkeit, sondern auch eine bedeutende thermische Elektronenemission. Bei stärkerem Cäsiumniederschlag auf der Kathodenoberfläche beginnt die Empfindlichkeit der letzteren nachzulassen. Um den Augenblick der größten Kathodenempfindlichkeit abzupassen, schaltet man in den Anoden-Kathoden-Kreis eine konstante elektrische Spannungsquelle und ein Zeigergalvanometer. Das Galvanometer zeigt den thermischen Elektronenemissionsstrom der Kathode an. Im Augenblick eines Strommaximums wird das Photoelement schnell aus dem Ofen genommen und die Destillation des Cäsiums unterbrochen. Danach zieht man den Ansatz O ab. Wenn die Empfindlichkeit des Photoelementes zu gering erscheint und Grund zu der Annahme vorhanden ist, daß ein Cäsiumüberschuß auf der Kathode die Ursache hierfür ist, dann bringt man das Photoelement erneut in den Ofen und destilliert eine bestimmte Menge Cäsium ab, und zwar von der Kathode auf die Wandungen, indem man wiederum den thermischen Elektronenstrom beobachtet. Wenn bei der Oxydation der Silberunterlage der Mehrschichtkathode die Oxydation des Silbers einige Male durch eine Reduktion in einer Wasserstoffatmosphäre wechselweise vorgenommen wurde, so entsteht eine lockere Silberoxydschicht, die nach der Bearbeitung mit Cäsiumdampf nicht nur Silberpartikel, sondern auch Cäsiumpartikel enthält. Dadurch erreicht man einen gewissen Einfluß auf die Empfindlichkeit und die Spektralcharakteristik der Kathode. Die Struktur einer Cäsiumoxydkathode ist schematisch in Abb. 72 dargestellt. Außer den Cäsiumoxydkathoden werden auch Schwefel-Cäsium-Kathoden verwandt. Die Oxydation wird durch die Bildung einer Schwefelverbindung ersetzt.

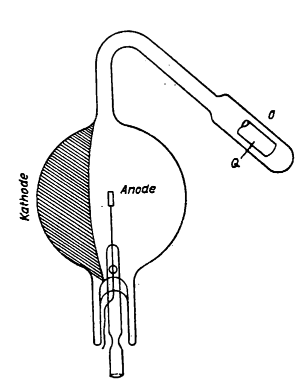


Abb. 71. Cäsiumphotoelement

In den Cäsiumoxyd- und ähnlichen Mehrschichtkathoden besitzen wir einen einatomigen Cäsiumfilm, der auf einer verhältnismäßig dicken Oxydschicht liegt, die ihrerseits einen Halbleiter darstellt und eingeschlossene Metallpartikel enthält. Der Mechanismus des Photoeffekts solcher Kathoden unterscheidet sich wesentlich von dem oben betrachteten selektiven Photoeffekt. Den Photoeffekt von Cäsiumoxydkathoden untersuchten DE BOER und seine Mitarbeiter [150, 447 (dort befindet sich auch ein ausführliches Literaturverzeichnis)].

Das Ionisierungspotential eines Atoms vermindert sich, wenn sich das Atom in einem starken elektrischen Felde befindet. Die Verminderung der zur Abtrennung des Elektrons vom Atom notwendigen Energie kann man am besten durch ein interatomares Feld veranschaulichen, welches das Elektron im Atom festhält. Es

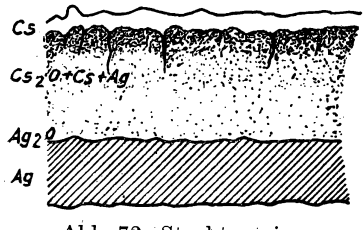


Abb. 72. Struktur einer Cäsiumkathode

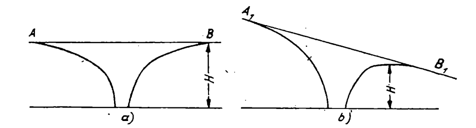


Abb. 73. Verlauf der Potentialschwelle eines Atoms
a) ohne äußeres Feld;
b) mit äußerem Feld

wird in Gestalt einer Potentialschwelle dargestellt. Ohne äußeres Feld muß die Höhe der Schwelle für beliebige Austrittsrichtungen des Elektrons die gleiche sein; die Schwelle wird symmetrisch sein. Ihr Schnitt entspricht der in Abb. 73a dargestellten Kurve. Die Gerade AB entspricht dem konstanten Potential außerhalb des Atoms. Befindet sich das Atom in einem elektrischen Feld, so wird das Potential des äußeren Feldes durch eine schräge Gerade A_1B_1 (Abb. 73b) dargestellt. Damit ändert sich auch die Form der Potentialschwelle des Atoms. In der Richtung, in der die Gerade A_1B_1 nach oben verläuft, ist der Rand der Potentialschwelle des Atoms gehoben, in entgegengesetzter Richtung ist er nach unten gebogen (Abb. 73b). Die Höhe der Potentialschwelle H und folglich auch die für die Atomionisierung notwendige Energie verringern sich.

Jedes auf der Oberfläche eines festen Körpers adsorbierte Atom unterliegt einem starken molekularen elektrischen Feld. Das Ionisierungspotential des adsorbierten Atoms ist daher niedriger als das Ionisierungspotential eines in gasförmiger Phase befindlichen freien Atoms. Die gleiche Schlußfolgerung kann man bei der Betrachtung der Kurven der potentiellen Energie des adsorbierten Atoms und des adsorbierten Ions in Abhängigkeit von ihrer Entfernung von der Oberfläche des adsorbierenden Körpers ziehen. Die Molekularkräfte besitzen die Besonderheit, daß sie bei großem Abstand zweier aufeinander wirkender Moleküle bzw. Atome den Charakter anziehender Kräfte und bei sehr kleinen Entfernungen den abstoßender Kräfte besitzen. Im ersten Falle ist die Resultierende sämtlicher Anziehungskräfte zwischen den verschiedenen bekannten Ladungen (Kerne und Elektronen) größer als die resultierende Abstoßungskraft zwischen den gleichnamigen Ladungen, im zweiten

Fall gilt das Umgekehrte. Deshalb besitzt der Verlauf der potentiellen Energie bei der Wechselwirkung zweier Atome oder Moleküle und ebenso die Kurve der Adsorptionsenergie immer die Gestalt der Kurve *cba* in Abb. 74. In dieser Abbildung ist auf der Ordinatenachse die potentielle Energie aufgetragen, auf der Abszissenachse die Entfernung zwischen den Partikelzentren bzw. die Entfernung der Partikel von der adsorbierenden Oberfläche. Im Punkt *b* kompensiert die Anziehungskraft völlig die Abstoßungskraft, die potentielle Energie weist ein Minimum auf. Die Entfernung des Punktes *b* von der Ordinatenachse entspricht dem Abstand, bei dem sich die Teilchen im Gleichgewicht befinden. Die Molekularkräfte im Punkt *a*, die sehr rasch mit der Entfernung abnehmen, werden so gering, daß man sie außer acht lassen und das betrachtete Atom bzw. Molekül als frei ansehen kann. Die Adsorptionsenergie ist gleich der Ordinatendifferenz zwischen den Punkten *a* und *b*. Bei Annäherung aneinander oder an die adsorbierende Fläche polarisieren sich die Moleküle und Atome, d. h. bei Partikeln, die keine Dipolstruktur besitzen, entstehen Dipole, und bei Dipolen vergrößert sich das Dipolmoment. Zwischen nicht polarisierbaren Molekülen wirken VAN DER WAALSsche Kräfte. Diese Kräfte kann man anschaulich dadurch erklären, daß, obgleich im Zeitmittel keine Polarisierung der Partikel auftritt, in einzelnen Augenblicken jedoch Dipole in ihr durch die Elektronen- und Kernbewegung entstehen. Eine strengere Begründung der VAN DER WAALSschen Kräfte liefert die Wellenmechanik. Endlich führt die Wellenmechanik noch zur Existenz der zwischen den Atomen vorhandenen sogenannten *Austauschkräfte*. Sie sind den VAN DER WAALSschen Kräften koordiniert (siehe [446]).

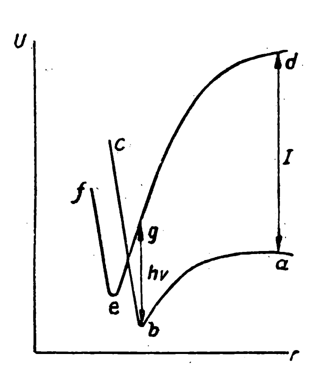


Abb. 74. Potentialkurve eines Cs-Atoms (cba) sowie eines Cs-Ions (dgef) bei Wechselwirkung mit einem F-Atom

Wenn es sich um Ionen handelt, müssen wir zu all diesen Kräften noch die COULOMB-Kraft hinzufügen, die zwischen verschiedenartigen Ladungen zweier Ionen oder zwischen der Ladung des adsorbierten Ions und den Ladungen vorhanden ist, die mit entgegengesetztem Vorzeichen auf den adsorbierenden Körper gerichtet sind. Deshalb sind die bremsenden Kräfte beim adsorbierten Ion größer als bei der Adsorption neutraler Atome bzw. Moleküle. Größer ist auch die Energie der Ionenadsorption, d. h. die Ordinatendifferenz der Energiekurve in den Punkten, die dem freien und dem adsorbierten Ion entsprechen. Dies führt zur Energiekurve des adsorbierten Ionenfeldes in Abb. 74. Die Ionisierungsenergie des freien Atoms ist gleich der Ordinatendifferenz der Punkte *a* und *d*.

Nach der sogenannten FRANCK-CONDONschen Regel, die bei der Untersuchung der Molekülspektren aufgestellt wurde, geht das adsorbierte Cäsiumatom bei einer Ionisierung durch Lichtabsorption in einen Zustand über, der dem Punkt *g* entspricht, und nicht unmittelbar in den Punkt *d*, da sich die Entfernung des Atomkerns oder des Ions von der Adsorptionsfläche (oder im allgemeineren Fall von der mit dem Atom verbundenen Partikel) während dieses Prozesses nicht verändert. Es beginnt eine schwingende Bewegung des Kerns um die neue Gleichgewichtslage. Ein Vergleich der Potentialkurven der neutralen Partikel und des Ions zeigt, daß die Übergangsenergie des adsorbierten Cäsiumatoms in den Ionenzustand, die der Ordinaten-

differenz der Punkte *b* und *g* entspricht, kleiner ist als die Ionisierungsenergie des freien Cäsiumatoms.

In Mehrschicht-Kathoden liegt unter der oberen Cäsiumschicht eine Schicht von Cäsiumoxyd. Cäsiumoxyd ist ein kristalliner Körper, doch die Oberfläche der Schicht Cs_2O auf der Kathode stellt keine ideale Fläche eines Einkristalls dar. An einigen Elementen derselben finden wir Kanten und dreikantige Spitzen einzelner die Oberfläche überragender Kristalle, an anderen Vertiefungen. Das Molekularfeld ist an verschiedenen Punkten der Oberfläche verschieden. Dort, wo sie hervorspringt, ist es besonders stark. Diese Stellen sind in bezug auf die Cäsiumadsorption besonders aktiv.

Nach de Boer ist der Photoeffekt von Mehrschichtkathoden nicht durch den Austritt von Leitungselektronen aus der Kathode bedingt, die die Energie eines Lichtquants absorbiert haben, sondern durch die Photoionisation der auf einer verhältnismäßig dicken Cäsiumoxydschicht adsorbierten Cäsiumatome. Die Lage der langwelligen Grenze und die Empfindlichkeit der Mehrschicht-Photokathode hängen von der Oberflächenstruktur der Oxydschicht, von der Anzahl der auf ihr vorhandenen aktiven Punkte und von der Intensität des Molekularfeldes in diesen Punkten ab. Die Dicke, die Struktur und andere Eigenschaften der Oxydschicht, die zwischen der Silberunterlage der Kathode und der die Photoelektronen emittierenden dünnen Cäsiumschicht liegt, erweist sich als einflußreich auf den Verlauf der spektralen Verteilungskurve der Kathode. Die bei der Photoionisation der adsorbierten Cäsiumatome emittierten Elektronen werden von der aus der Silberunterlage durch die Oxydzwischenschicht tretenden Elektronen kompensiert. Deshalb übt die elektrische Leitfähigkeit der Zwischenschicht auf die Empfindlichkeit der Mehrschicht-Photokathode einen Einfluß aus. Die elektrische Leitfähigkeit der Schicht ihrerseits hängt von dem Zustand dieser Schicht ab, ebenso wie bei jedem Halbleiter von Fremd- und Überschußatomen. Damit erklärt sich der Einfluß der Zwischenschicht auf die Empfindlichkeit und auf die spektrale Verteilungskurve der Kathode. Außerdem nimmt man an, daß genügend kurzwelliges Licht, wenn es in die Zwischenschicht des Oxyds dringt, Elektronen aus den Metallpartikeln dieser Schicht befreit, was ebenfalls die Spektralcharakteristik beeinflußt.

Die spektrale Verteilungskurve der Cäsiumoxydkathode besitzt zwei Maxima. Das eine liegt im Gebiet niedriger Frequenzen bei 4000 Å, das andere am Beginn des infraroten Spektralgebietes. Ein Vergleich der Spektralcharakteristiken von Mehrschichtkathoden, die alle eine Silberunterlage besaßen, während die Alkalimetalle (bei dem Formieren der Kathode reduzieren sie das Silberoxyd und bilden die adsorbierte äußere Schicht) verschieden waren, hat gezeigt, daß das Maximum der Spektralcharakteristik im kurzwelligen Gebiet bei sämtlichen derartigen Kathoden auf ein und dieselbe Wellenlänge fällt, während die langwellige Grenze des Photoeffektes sowie die Lage des Maximums im langwelligen Gebiet für verschiedene Alkalimetalle auch verschieden ist (Abb. 75). Hieraus zieht de Boer den Schluß, daß das Maximum des kurzwelligen Gebietes seine Entstehung den in der Zwischenschicht eingelagerten Silberpartikeln verdankt, das Maximum im langwelligen Gebiet jedoch durch die Photoemission aus dem Film des Alkalimetalls bedingt wird (siehe auch [461]). Je nach Stärke und Struktur der Oxydzwischenschicht unterscheidet de Boer folgende Typen der Silber-Cäsiumoxydkathoden.

Die Type [Ag] — O, Cs. Das Silber wird von der Oberfläche aus oxydiert und mit einer einatomigen Cäsiumschicht überzogen. Herstellungsmethode: Die reine

Silberfläche wird in einer Sauerstoffatmosphäre erhitzt, der Sauerstoffüberschuß abgepumpt und das Cäsium aufgedampft. Eine solche Kathode ist noch keine Mehrschicht-Kathode. Ein Maximum im sichtbaren sowie im infraroten Spektralgebiet ist nicht vorhanden. Das einzige auftretende Maximum liegt bei ca. 3500 Å.

Die Type Ag — Cs_2O — Cs. Eine verhältnismäßig dünne Cäsiumschicht wird auf Silber aufgetragen, oxydiert und mit einer neuen dünnen Cäsiumschicht überzogen. Die Anwesenheit einer Schicht von Cäsiumatomen auf einer Cäsiumoxydschicht führt hier zum Auftreten eines selektiven Maximums im roten Teil des Spektrums bei ca. 6070 Å. Entspricht hierbei die Dicke der Cäsiumoxydschicht einer monomolekularen Schicht, so liegt die langwellige Grenze des Photoeffektes λ_0 bei 9000 Å.

Die Type [Ag] — Cs_2O, Ag — Cs. In diesem Falle enthält die mehr oder weniger starke Cäsiumoxydzwischenschicht Silberpartikel, durch die die elektrische Leitfähigkeit der Schicht erhöht wird. Herstellungsverfahren: Bildung einer Silberoxydschicht und Reduktion derselben durch Cäsium. Das selektive Maximum im langwelligen Gebiet liegt bei 7100—8000 Å, die langwellige Grenze bei 12000 Å.

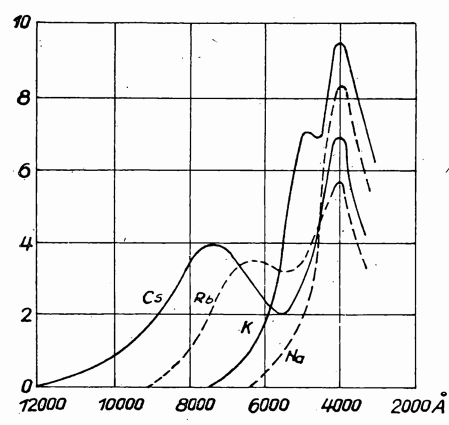


Abb. 75. Verlauf der spektralen Verteilungskurven von Mehrschicht-Kathoden verschiedener Alkalimetalle. Auf der Abszisse ist die Wellenlänge des einfallenden Lichtes, auf der Ordinate die Stärke des Photostromes in willkürlichen Einheiten abgetragen

Die Type [Ag] — Cs_2O, Ag, Me[1]*) — Cs* mit einem Silber- bzw. anderem Metallüberschuß (z. B. Gold) in der Zwischenschicht. Die überschüssigen Metallteilchen bringt man durch Sublimation eines Fremdmetalls auf der Oberfläche der soeben beschriebenen Kathodentype mit darauffolgender Erhitzung in die Schicht. Das selektive Maximum liegt bei 7500—8000 Å und höher, λ_0 ebenso wie bei der vorhergehenden Type. Sehr empfindliche Kathoden wurden durch zusätzliche Einführung von Nickelpartikeln bzw. Wolfram- oder Tantalpartikeln in die Schicht hergestellt.

Die Type [Ag] — Cs_2O, Cs, Ag — Cs. Die Zwischenschicht enthält außer den eingestreuten Silberpartikeln Teilchen desjenigen Metalls, das den äußeren Film bildet; im vorliegenden Fall Cäsium. Das wird durch eine besondere Auflockerung der Silberoxydschicht erreicht. Dann findet bei der Behandlung dieser Schicht durch Cäsiumdämpfe nicht nur eine Reduktion des Silbers statt, sondern auch ein Eindringen des metallischen Cäsiums in das Schichtinnere. Die lockere poröse Schicht des Silberoxyds erhält man durch Oxydation des Silbers bei einer Glimmentladung im Sauerstoff (Silberkathode) oder durch mehrfache Oxydation mit abwechselnder Reduktion in einer Wasserstoffatmosphäre. Die langwellige Grenze des Photoeffektes dieser Kathodentype reicht bis zu 14000 Å. Das Maximum der Empfindlichkeit liegt im Gebiet von 7500—8000 Å und mehr.

---

[1]) Me bezeichnet irgendein beliebiges Metall.

Die Type $[Ag] - Cs_2O, Cs, Ag, Me - Cs$ ist der vorhergehenden Type gleich, jedoch besitzt sie einen Überschuß an Silberpartikeln bzw. Partikeln eines anderen Metalls in der Zwischenschicht. Man erhält diese Kathodentype durch nachträgliches Einbringen von zusätzlichen Metallpartikeln in die Zwischenschicht durch Zerstäubung und anschließende Erhitzung oder durch teilweise Reduktion des Silberoxyds ohne nachherige erneute Oxydation vor der Behandlung mit Cäsiumdämpfen. Die langwellige Grenze liegt für diese Kathodentype bei 17000 Å. Das Maximum der spektralen Verteilungskurve fällt auf Wellenlängen von 7500—8500 Å.

Bei Cäsiumoxydkathoden beobachtet man eine Ermüdung [416]: Bei der Belichtung der Kathode verringert sich mit der Zeit die Kathodenempfindlichkeit. Der Grad dieser Verringerung hängt von der Stärke und der Struktur der Mittelschicht ab. Es können bis zu 75% der anfänglichen Empfindlichkeit verlorengehen. Ein gewisser Ermüdungsanteil verschwindet rasch nach einer Unterbrechung der Kathodenbelichtung. Ein weiteres Wiederansteigen der Empfindlichkeit geht sehr langsam vonstatten, und eine vollständige Regeneration findet nicht statt.

Nach der de Boerschen Theorie gehen die Ermüdungs- bzw. Regenerationsprozesse folgendermaßen vor sich: Während des Photoeffektes verwandelt sich ein Teil der Atome des oberen Cäsiumfilms in Ionen. Bei ununterbrochener Belichtung und verhältnismäßig schlecht leitender Zwischenschicht wird die Neutralisierung dieser Ionen durch die zu ihnen durch die Oxydschicht dringenden Elektronen aufgehalten, und die Anzahl der Cäsiumatome vermindert sich. Der durch diesen Effekt hervorgerufene Ermüdungsanteil verschwindet nach der Unterbrechung der Belichtung, da sich ohne weitere Ionisierung alle in der Oberschicht vorhandenen Ionen neutralisieren. Andererseits zieht das in der Zwischenschicht zwischen den positiven Ionen im oberen Film und der negativ geladenen Silberunterlage existierende elektrische Feld einen Teil der positiven Ionen in das Schichtinnere. Ein in die Mittelschicht hineingezogenes Cäsiumion wird früher oder später von einem Elektron, das sich dem Cäsiumion nähert, neutralisiert. Das sich hierbei bildende neutrale Atom kann nur durch Diffusion in die Oberschicht zurückkehren. Dies findet aber nicht bei allen Atomen statt, und daher rührt der nichtreversible Ermüdungsanteil.

Wenn man der Mittelschicht eine entsprechende Stärke und außerdem entsprechende Struktur und Leitfähigkeit gibt, kann man die Erschöpfung der Mehrschicht-Kathode bedeutend verringern oder sogar fast vollständig unterbinden. Allerdings ist die Empfindlichkeit einer solchen nicht ermüdenden Kathode verhältnismäßig gering (annähernd 15 μA/Lumen anstatt 50 μA/Lumen), da die Empfindlichkeit von der Stärke und Struktur der Zwischenschicht mitbestimmt wird.

Die Ermüdungserscheinung und die Möglichkeit, diese Ermüdung durch entsprechende Bearbeitung der Kathode auf Grund der de Boerschen Theorie zu vermeiden, kann als Bestätigung dieser Theorie angesehen werden. Allerdings zwingen die bei der Erklärung einer Reihe physikalischer Erscheinungen (Phosphoreszenz, Emission von Oxydkathoden, gleichrichtende Wirkung von Metall-Halbleiterkontakten u. a.) erzielten Erfolge und auch die bei der Anwendung der de Boerschen Theorie bei Antimon-Cäsium-Photokathoden auftretenden Schwierigkeiten zur Überprüfung der Theorie der Mehrschicht-Photokathoden vom Standpunkt der Bedingungen der Elektronenemission aus Halbleitern. Ein Entwurf einer Theorie, die diesen Bedingungen Rechnung trägt, wurde von N. S. Chlebnikow [372] ausgearbeitet.

Der Austritt von Photoelektronen aus der Oberfläche von Sb-Cs- und Ag-Cs-Kathoden resultiert nach CHLEBNIKOW aus der Absorption von Lichtquanten im ersten besetzten Energieband, da im Leitfähigkeitsband bei Zimmertemperatur zu wenig Elektronen vorhanden sind, die in das Vakuum bzw. Gas unter Lichteinwirkung austreten können. Die Austrittsarbeit beim Photoeffekt in Halbleiterkathoden müßte gleich

$$\varphi_\Phi = \psi + \varphi \tag{156}$$

sein. Die Austrittsarbeit der gleichen Photokathode bei thermischer Elektronenemission, bestimmt aus der Gleichung (76), beträgt jedoch

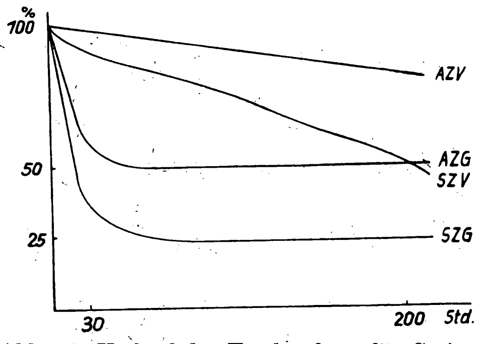
$$\varphi_T = \varphi + \frac{\psi}{2}. \tag{157}$$

Somit ist $\varphi_\Phi > \varphi_T$. CHLEBNIKOW führt zur Bestätigung dieser Beziehung die notwendigen Daten an. Außerdem zeigt er, daß sämtliche Faktoren, die Störstellen hervorrufen und folglich den Wert ψ verkleinern, zu einer Vergrößerung der Photoemission bei Antimon-Cäsium- und Cäsiumoxydkathoden führen. Die Rolle der Oberflächenfilme ist nur nebensächlich, wie wir bei der thermischen Elektronenemission von Oxydkathoden gesehen haben. CHLEBNIKOW ist es gelungen, die verschiedenen Ermüdungsvorgänge von Cäsiumoxydkathoden bei Belichtung mit kurzwelligen Strahlen und mit Infrarotstrahlen qualitativ zu klären. Im großen und ganzen verdient das von ihm entworfene Bild der Emission von Mehrschichtkathoden zweifellos ernste Beachtung, es erfordert jedoch zugleich eine strengere und genauere experimentelle Nachprüfung und quantitative Bearbeitung auf Grund der weiteren Entwicklung der Halbleitertheorie.

§ 9. Antimon-Cäsium-Kathoden

Auf einigen Gebieten der Technik konkurrieren erfolgreich die Antimon-Cäsium-Kathoden mit den Cäsiumoxydkathoden. Ihre Herstellung geschieht folgendermaßen: Auf die Kolbenwandungen wird durch Abdampfen von einem Wolframfaden durch Stromwärme eine Antimonschicht aufgetragen. Die Stärke der Schicht möge so sein, daß sie von einer Glühlampe durchleuchtet werden kann. Dann wird die Antimonschicht mit Cäsiumdampf aus einer seitlich angebrachten Ampulle bearbeitet, bis ein Maximum des Photostromes bzw. eine bestimmte Farbe der Kathode erreicht ist. Danach wird der Ofen entfernt und die seitliche Ampulle abgeschmolzen. Darauf folgt eine mehrmalige Durchwärmung unter Beobachtung des Photostromes, damit der Cäsiumüberschuß verschwindet. Die Kathodenempfindlichkeit erreicht danach etwa 20—35 μA/Lumen. Dann wird eine Oxydation der kalten Kathode mit Sauerstoff oder Luft durchgeführt. Die Oxydation vergrößert die Kathodenempfindlichkeit 2—3mal und ergibt Werte bis zu 120 μA/Lumen. Eine zu starke Oxydation führt jedoch zu Empfindlichkeitsverlusten. Die Untersuchung der Zusammensetzung von Antimon-Cäsium-Schichten, die eine optimale Photoemission besitzen, ergab, daß die Cäsium- und Antimonmengen der chemischen Verbindung $SbCs_3$ mit einigem Cäsiumüberschuß entsprechen [477]; diese Verbindung ist ein Halbleiter. Die überschüssigen Cäsiumatome bedingen das Auftreten von Störniveaus, die die elektrische Leitfähigkeit bzw. die Emissionsfähigkeit der Kathode vergrößern und außerdem eine die Emission erleichternde monomolekulare Schicht auf der Oberfläche bilden.

Die Erschöpfung von Antimon-Cäsium-Kathoden ist viel geringer als die von Silber-Cäsiumoxyd-Kathoden. Zum Vergleich sind in Abb. 76 einige Daten schematisch dargestellt. Die Kurve *AZV* bezieht sich auf Vakuum-Antimon-Cäsium-Photoelemente, *AZG* auf gasgefüllte Antimon-Cäsium-Elemente, *SZV* auf Vakuum-Cäsiumoxyd-Elemente und *SZG* auf gasgefüllte Cäsiumoxydelemente. Auf der Abszissenachse ist die Belichtungsdauer, auf der Ordinatenachse die Empfindlichkeit in Prozenten der Anfangsempfindlichkeit aufgetragen. Aus den Kurven in Abb. 76



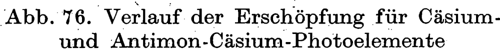


Abb. 76. Verlauf der Erschöpfung für Cäsium- und Antimon-Cäsium-Photoelemente

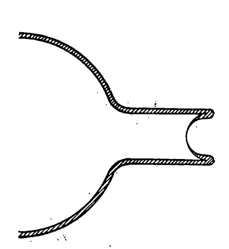


Abb. 77

ist zu ersehen, daß Antimon-Cäsium-Photoelemente in weit geringerem Maße ihre Empfindlichkeit einbüßen als Cäsiumoxydelemente. Bei intensiver Belichtung erfolgt die Emissionsverminderung der Antimon-Cäsium-Kathode lediglich in einem bestimmten Zeitraum, danach bleibt die Empfindlichkeit konstant. Das führt auf die Möglichkeit, sehr stabile empfindliche Photoelemente anzufertigen [444, 473].

Ein anderer Vorteil der Antimon-Cäsium-Photoelemente ist darin zu sehen, daß sie bei Temperaturänderung stabiler sind als Cäsiumoxyd-Photoelemente. Bei Temperaturerhöhung bis zu 130—160° C wird ihre Empfindlichkeit nicht nur nicht herabgesetzt, sondern sie erhöht sich sogar [445, 456].

Das Empfindlichkeitsmaximum der Antimon-Cäsium-Photokathoden liegt nicht im infraroten, sondern im sichtbaren Spektralgebiet. Deshalb kann man Photoelemente mit Antimon-Cäsium-Kathoden für das ultraviolette Gebiet anfertigen. Um die Verwendung von Quarzkolben und -fenstern zu vermeiden, schlugen Chlebnikow und Melamid [472] vor, den Kolben eines solchen Photoelementes mit einem Ansatz in Gestalt eines Zylinders mit einer Vorderwand aus einem sehr dünnen, nach innen gebogenen sphärischen Film zu versehen, wie dies schematisch im Schnitt in Abb. 77 dargestellt ist. Eine derartige Wandung kann ohne Schwierigkeiten mit dem Handgebläse angefertigt werden und besitzt ein gutes Durchlaßvermögen für die nicht zu kurzwellige ultraviolette Strahlung. Die langwellige Grenze des Photoeffektes für Antimon-Cäsium-Kathoden liegt im sichtbaren Teil des Spektrums bei 7000 Å. Antimon-Cäsium-Photoelemente mit einer unmittelbar auf das Glas aufgetragenen Schicht besitzen einen anomalen Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik. Die Charakteristik besitzt keine Sättigung und steigt bei Spannungen von 100—200 Volt recht steil an. Diese Erscheinung erklärt sich

aus dem großen Widerstand der dünnen Antimon-Cäsium-Schicht. Infolge dieses Widerstandes nehmen beim Photostrom von der Kathode die von der Anschlußstelle entfernt liegenden Elemente der Kathodenoberfläche ein höheres Potential an als dasjenige am Zuführungsort. Anstatt direkt auf die Anode zuzufliegen, beschreiben die in beträchtlicher Anzahl vorhandenen Photoelektronen krummlinige Bahnen, bombardieren die Kathodenelemente mit höherem Potential und bedingen den Austritt einer großen Anzahl von Sekundärelektronen. Diese Anomalie kann leicht durch das Auftragen einer Metallunterlage zwischen dem Glas und der Antimon-Cäsium-Schicht verhindert werden.

Die Quantenausbeute der Antimon-Cäsium-Kathoden ist sehr groß, sie erreicht bis zu 25%. Für Cäsiumoxydkathoden beträgt diese Ausbeute 2—3%, für reine Metalle ungefähr 0,1%. Durch die zahlreichen statistischen Wechselwirkungen mit anderen Leitungselektronen und Ionen des Metalls werden im Mittel lediglich etwa die Hälfte der ein Lichtquant absorbierenden Elektronen in Richtungen, die zur Metalloberfläche führen, bewegt. Deshalb ist die maximale prinzipiell mögliche Quantenausbeute des Photoeffektes auf 50% zu schätzen.

Die Unstimmigkeit zwischen dem Verhältnis der Quantenausbeute von Antimon-Cäsium-Kathoden zu Cäsiumoxydkathoden (25/2) und dem Verhältnis ihrer Empfindlichkeiten (120/50) erklärt sich daraus, daß bei Messungen der integralen Empfindlichkeit von Photoelementen als Lichtquelle die Standardglühlampe mit einer Fadentemperatur von 2850° K verwendet wird, die ihr Strahlungsmaximum in demselben infraroten Gebiet besitzt, in dem auch das Maximum der Spektralempfindlichkeit der Cäsiumkathoden liegt. Im Gebiet der blauen, violetten und ultravioletten Strahlen sind Antimon-Cäsium-Photokathoden viel empfindlicher als Cäsiumoxyd-Photokathoden. Über Antimon-Cäsium-Kathoden siehe auch [434 bis 436, 457, 437—443, 471, 467, 478, 480, 2464, 2465]. Über Cäsiumoxydkathoden siehe [416—433, 468—470, 455, 466, 2466]. Zusätzliche Literatur für das gesamte Gebiet des vierten Kapitels [448—454, 462, 476, 479, 481—488].

V. Sekundäremission

§ 1. Die Sekundärelektronen

Die im Gas oder Hochvakuum durch irgendeinen Ionisierungsprozeß im Raum bzw. an Oberflächen erzeugten freien Elektronen werden im allgemeinen *Sekundärelektronen* und die sie hervorrufenden Elektronen *Primärelektronen* genannt. Die Sekundäremission bzw. die *sekundäre Elektronenemission* im weitesten Sinne des Wortes umfaßt alle Austrittsprozesse der Elektronen von der Oberfläche eines festen oder flüssigen Körpers beim Aufschlag irgendwelcher Primärpartikel auf diese Fläche. Als Sekundäremission im engeren Sinne des Wortes wird der Austritt von Sekundärelektronen aus der Oberfläche eines Körpers bezeichnet, wenn derselbe mit Elektronen bombardiert wird [489—498].

§ 2. Sekundäremission unter der Einwirkung von Elektronen

Treffen beschleunigte Elektronen in verdünntem Gas auf eine Metallfläche, so zeigt sich, daß diese Elektronen nicht einfach in das Metall eindringen. Es wird ein entgegengesetzt gerichteter Strom beobachtet, der von den vom Metall ausgehenden Elektronen herrührt. Die einfachste Erklärung dieser Tatsache wäre die, daß die Elektronen vom Körper reflektiert werden, auf den sie aufschlagen. Bei genügend großer Geschwindigkeit wird jedoch die Anzahl der den Körper in einer Sekunde verlassenden Elektronen größer als die der auf den Körper in der gleichen Zeit auftreffenden Elektronen. Ein Strommesser zeigt gegenüber der Bewegung der Primärelektronen eine entgegengesetzte Stromrichtung durch das Vakuum bzw. das Gas an. Bei Elektronenröhren wird diese Erscheinung sowie die dadurch hervorgerufene, den normalen Betrieb hindernde Erscheinung der fallenden Kennlinie [489], *Dynatroneffekt* genannt. Der die Elektrodenoberfläche verlassende Elektronenüberschuß zeigt, daß in diesem Fall ein neuer Effekt auftritt, der mit dem Eindringen der schnellen Primärelektronen in das Metallinnere verbunden ist. Die Sekundäremission nannte man bei ihrer Entdeckung δ-Strahlen.

Um die Sekundäremission aus irgendeiner Elektrode beobachten zu können, muß ein speziell orientiertes elektrisches Feld in der Nähe der Oberfläche dieser Elektrode vorhanden sein, derart, daß die reflektierten und die Sekundärelektronen auf einem Elektronenfänger gesammelt werden. Bei einer Elektronenröhre kann eine derartige Elektrode ein Gitter sein, wenn die Bedingung Spannung am Gitter > Spannung an der Anode erfüllt ist.

Wie die Experimente zeigten, haben wir es bei zunehmender Geschwindigkeit der auf das Metall auftreffenden Elektronen — von der Geschwindigkeit Null angefangen — zuerst nur mit reflektierten Elektronen zu tun. Bei der Geschwindigkeitsvergrößerung der in Richtung auf das Metall fliegenden Primärelektronen weist die Krümmung im Kurvenverlauf des sekundären Stromes in Abhängigkeit von der Spannung U, die die Geschwindigkeit der Primärelektronen steigert, auf den Emissionsbeginn von Sekundärelektronen hin. Das Maximum der Emission von Sekundärelektronen tritt bei Geschwindigkeiten der Primärelektronen von einigen Hundert Volt auf. Bei weiterer Steigerung der Geschwindigkeit der Primärelektronen nimmt die Anzahl der emittierten Sekundärelektronen wieder ab.

Die Sekundäremission wird durch den Koeffizienten δ charakterisiert, der das Verhältnis der Summe der reflektierten und emittierten Elektronen zur Anzahl der Primärelektronen darstellt. Über die Änderung von δ mit der Geschwindigkeit der Primärelektronen kann die Kurve der Abb. 78 eine Vorstellung geben. In ihr ist auf der Abszissenachse die Geschwindigkeit der Primärelektronen in Volt aufgetragen. Für die meisten gut entgasten Metalle liegt der maximale Wert des Koeffizienten δ beim Auftreffen der Primärelektronen in Richtung der Flächennormalen auf das Metall zwischen 1 und 1,4. Ist eine adsorbierte Gasschicht vorhanden, so erhöht sich dieser Wert bis auf etwa 3. Für reine Alkalimetalle ist trotz der geringen Austrittsarbeit δ nicht groß (für reines Kalium ist $\delta > 1$).

Für ein beliebiges Metall besitzt die Kurve $\delta = f(U)$ eine Reihe von Maxima und Unregelmäßigkeiten (Abb. 79). Ein Teil dieser Maxima kann durch die Ionisation des auf der Metalloberfläche adsorbierten Gases erklärt werden. Andere Höcker und Unebenheiten sind spezifische Eigenheiten des Metalls selbst und verschwinden auch bei sorgfältiger Entgasung seiner Oberfläche nicht. Ein Vergleich der die Primärelek-

tronen beschleunigenden, den einzelnen Maxima entsprechenden Potentiale mit der Anregungsenergie der Spektrallinien der weichen Röntgenstrahlung beweist, daß es sich um Abtrennung von Atomelektronen des Metalls durch Primärelektronen handelt. Dabei werden nicht die Elektronen aus der äußersten, sondern die aus den tiefer gelegenen Elektronenschalen des Atoms herausgeschlagen.

Die Besetzung der leeren Stellen in diesen Schalen durch Elektronen aus Schalen, die weiter vom Kern entfernt sind, führt zur Aussendung von Röntgenstrahlen aus dem Metall. Diese können ihre Energie auf die Leitungselektronen des Metalls übertragen und diese dadurch teilweise in die Lage versetzen, das Metall zu verlassen. Die diesen Elektronen entsprechenden Maxima kann man in den Geschwindigkeitsverteilungskurven der Sekundärelektronen finden. Das Herausschlagen von Elektronen aus den inneren Elektronenschalen der Metallatome spielt jedoch bei der Sekundäremission nur eine untergeordnete Rolle. Die Sekundäremission der Elektronen aus den Metallen erfolgt hauptsächlich durch Leitungselektronen, die eine zusätzliche Energie unmittelbar von den Primärelektronen erhalten haben.

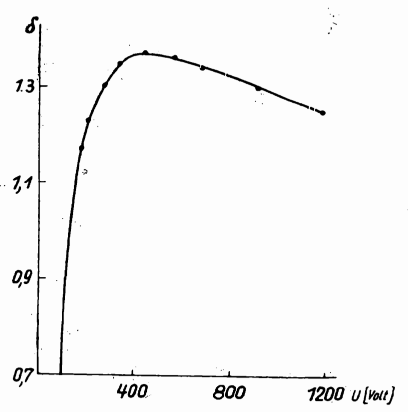


Abb. 78. Abhängigkeit des Sekundäremissionskoeffizienten δ von den Geschwindigkeiten der Primärelektronen (in Volt) $\delta = f(U)$

Wie Versuche von AFANASJEWA und TIMOFEJEW [499] gezeigt haben, wächst δ beim Auftragen einer dünnen Schicht von Alkalimetall auf eine Unterlage aus Gold, Silber oder Platin anfänglich bis auf 2,3. Dies entspricht einer Verringerung der Austrittsarbeit durch eine elektropositive monomolekulare Schicht. Mit zunehmender Dicke der Alkalischicht wird dann δ kleiner und gleich dem Wert für reine Alkalimetalle, wenn die Schicht eine Dicke von mehreren Hundert Millimikron erreicht. Danach verändert sich δ nicht mehr. Diese Versuche zeigten, daß die Sekundäremission nicht nur aus den oberen Schichten, sondern auch aus einer gewissen Tiefe der Metalle stammt [500, 501, 560]. Die Messungen von δ, die von den gleichen Autoren vorgenommen wurden, zeigten bei der Sekundäremission von Silber- bzw. Molybdänflächen, die mit

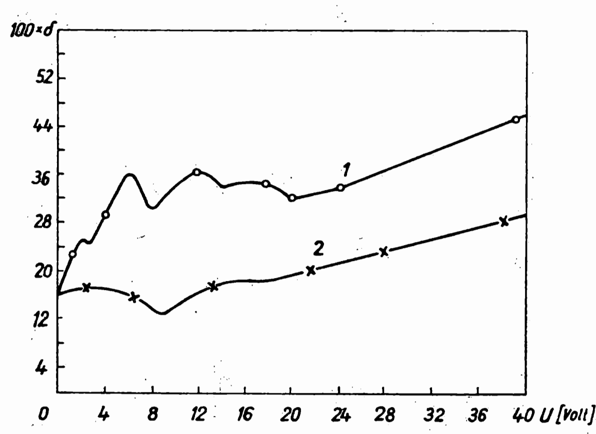


Abb. 79. Anfangsbereich der Kurve $\delta = f(U)$ für eine entgaste (2) und eine nicht entgaste (1) Metallelektrode

Sauerstoff oder Schwefelwasserstoff [502] bearbeitet wurden, daß eine dünne Oxydschicht bzw. eine Schicht einer Schwefelverbindung den Wert von δ vermindert. Dabei verändert sich δ ebenfalls mit der Verstärkung der Sauerstoff- bzw. Schwefelschicht so lange, bis die Schicht eine bestimmte Dicke erreicht hat. Bei weiterer Schichtverstärkung verändert sich δ nicht mehr. Diese experimentelle Methode zur Untersuchung der Sekundäremission von dünnen Metallschichten an der Oberfläche eines anderen Metalls ist auch bei Untersuchungen der Sekundäremission durch eine Reihe anderer Physiker mit Erfolg angewandt worden [561—563].

Der Sekundäremissionskoeffizient δ ist von dem Winkel abhängig, unter dem die Primärelektronen auf die Metalloberfläche treffen [554—556, 603—606]. Je mehr dieser von der Flächennormalen abweicht, um so größer ist der Koeffizient δ. Dies gilt bis zu Winkeln von 70°. Dieser Umstand erklärt sich daraus, daß die Primärelektronen ziemlich tief in das Metall dringen, bis sie ihren im Vergleich zur mittleren Energie der Leitungselektronen des Metalls überschüssigen Energievorrat verlieren. Wie in Abb. 80 gezeigt wird, liegt die von dem Primärelektron erreichte Tiefe A_2 um so näher an der Metalloberfläche, je größer sein Einfallswinkel ist. Die Metallelektronen, denen die Primärelektronen ihre Energie übertragen, liegen im Mittel bei senkrechtem Einfall der Primärelektronen in einem größeren Abstand $O_1 A_1$ von der Oberfläche als bei schrägem Einfall ($B A_2$). Bei senkrechtem Einfall der Primärelektronen werden daher die Sekundärelektronen beim Austreten aus dem Metall stärker behindert. Die Anzahl der aus dem Metall austretenden Elektronen vergrößert sich mit Vergrößerung des Einfallwinkels α der Primärelektronen.

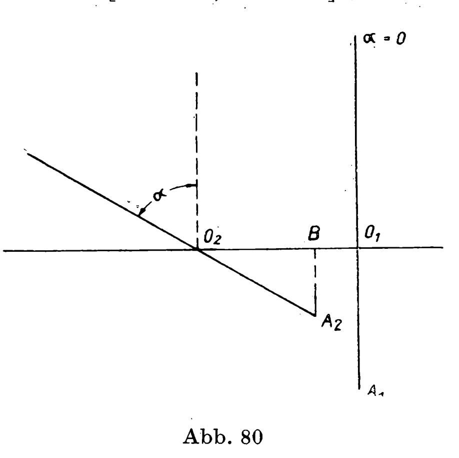


Abb. 80

Durch ähnliche Überlegungen kann man auch den allgemeinen Verlauf der Kurve $\delta = f(U)$ in Abb. 78 qualitativ erklären. Je größer die Energie der Primärelektronen ist, um so größer ist auch die Anzahl der Metallelektronen, denen sie diese Energie übertragen. Am Kurvenbeginn vergrößert sich daher die Anzahl der aus dem Metall austretenden Sekundärelektronen mit der Vergrößerung der Geschwindigkeit der Primärelektronen. Mit der Elektronengeschwindigkeit vergrößert sich jedoch auch ihre Eindringtiefe in das Metall und damit auch die mittlere Entfernung von der Metalloberfläche, wo die Energieabgabe an die Sekundärelektronen durch die Primärelektronen stattfindet.

Mit dem Anwachsen der Geschwindigkeit der Primärelektronen wirkt dieser Umstand im Sinne einer Verkleinerung des Koeffizienten δ und verhindert im abfallenden Kurvenzweig das Anwachsen von δ trotz Energiesteigerung der Primärelektronen.

Bei der thermischen Elektronenemission und beim Photoeffekt spielt, wie wir gesehen haben, die effektive Austrittsarbeit $\varphi = W_a - W_i$ eine bedeutende Rolle. (Den großen Einfluß der Austrittsarbeit auf den Emissionsstrom erkennt man schon

daran, daß φ im Exponenten von e in der RICHARDSON-DUSHMANschen Formel steht.) Auf die Sekundäremission, besonders auf den Wert des Koeffizienten δ, hat die Austrittsarbeit φ einen viel schwächeren Einfluß [558, 559]. So sinkt z. B. die effektive Austrittsarbeit des thorierten Wolframs beim Aktivierungsprozeß von 4,5 eV auf 2,6 eV ab. Der thermische Emissionsstrom wächst in diesem Falle millionenfach (bei gleichbleibender Temperatur), während der Sekundäremissionskoeffizient δ nur um 20% steigt. Die Austrittsarbeit der Alkalimetalle ist gering, der Sekundär-

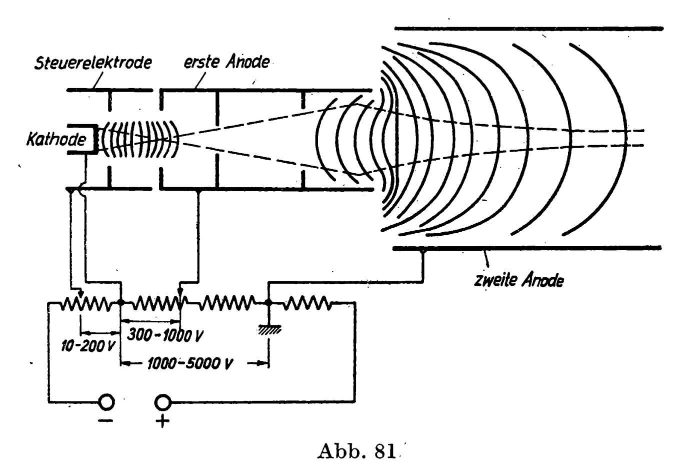


Abb. 81

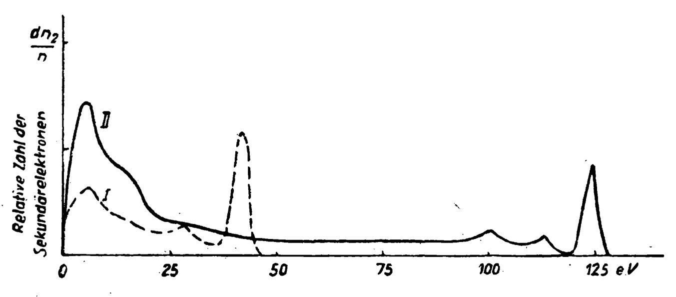


Abb. 82. Energieverteilungskurven der Sekundärelektronen

emissionskoeffizient δ einer starken Kaliumschicht ist jedoch kleiner als für eine Reihe von Metallen mit großer Austrittsarbeit. Die verhältnismäßig unbedeutende Rolle, die die Austrittsarbeit bei der Sekundäremission spielt, erklärt man einerseits mit dem im Vergleich zur effektiven Austrittsarbeit φ recht großen Energiewert der Primärelektronen und andererseits damit, daß die sekundäre Elektronenemission nicht aus der Oberfläche, sondern aus den tieferen Metallschichten erfolgt. Deshalb ist für die Sekundäremission die Potentialschwelle des Metalls nicht so wesentlich. Von größerem Einfluß sind die bei der Fortbewegung des Sekundärstromes im Metallinneren auftretenden Hindernisse. Die Geschwindigkeitsverteilung der Sekundär-

elektronen wird am besten durch die im Kapitel über den Photoeffekt beschriebene Gegenfeldmethode bestimmt (siehe auch [564]). Als Quelle der Primärelektronen dient die *Elektronenkanone*, deren Schema in Abb. 81 dargestellt ist. Zielscheibe ist die Elektrode, an der die Sekundäremission untersucht wird. Sie ist (siehe Abb. 59) im Zentrum einer sphärischen Gegenelektrode angebracht. Gewöhnlich dient ein metallischer Überzug an der Innenfläche eines Glaskolbens dazu. Das Gegenfeld wird zwischen die Scheibe und die Gegenelektrode gelegt. Zur Veranschaulichung des qualitativen Verlaufs, den man für die Geschwindigkeitsverteilung von Sekundärelektronen erhält, bringen wir die in Abb. 82 dargestellten, der Arbeit [506] entnommenen Kurven. Die Kurve I entspricht einer Primärelektronenenergie von 37 eV, die Kurve II einer Primärelektronenenergie von 123 eV. Die am rechten Ende jeder Kurve entstehenden Maxima sind durch die reflektierten Elektronen bedingt, die fast die gleiche Geschwindigkeit wie die primären Elektronen besitzen. Die andern Maxima, die in der Kurve II weiter links liegen, entsprechen den reflektierten Elektronen, die ihre Energie bei der Erzeugung weicher Röntgenstrahlen teilweise abgegeben haben. Das am Kurvenanfang gelegene Maximum entspricht geringen Geschwindigkeiten und wird durch die Emission von Sekundärelektronen erzeugt.

Die Sekundärelektronen werden nicht nur von Metallen, sondern auch von dielektrischen Materialien, z. B. Glas, emittiert [507, 508, 574—578, 580]. Dadurch beobachtet man für das Verhalten von Glaswandungen bei einer Gasentladung zwei verschiedene Fälle. Treffen auf das Glas langsame Elektronen auf, so wird es negativ geladen. Beim Auftreffen schneller Elektronen auf das Glas geht von der Glasfläche eine Sekundäremission aus, wobei der Emissionstrom größer als der auftreffende Elektronenstrom ist. Das Glas lädt sich nunmehr positiv auf.

Praktisch führt diese Erscheinung in gewissen Fällen zur Zerstörung der Entladungsröhre. Das positive Potential der von den Primärelektronen bombardierten Wandung führt zu einer Geschwindigkeitssteigerung der Primärelektronen. Das führt seinerseits zu einer weiteren Verstärkung der Sekundäremission und einem damit verbundenen positiveren Potential sowie zu einer zunehmenden Erwärmung der Glaswandungen [509, 510]. Im Endergebnis werden die Wandungen weich und beulen sich durch den Atmosphärendruck ein. Die sekundäre Emission der Dielektrika fand in den Fernsehgeräten ihre praktische Anwendung. Über die Sekundäremission von Dielektrika und Halbleitern siehe [609, 619, 633, 634, 640, 561, 661, 662, 664, 2470]. Heute nützt man die Sekundäremission zur Verstärkung des Stromes eines Photoelementes in einem einzigen Gerät aus[1]). Die schematische Darstellung eines solchen Gerätes ist in Abb. 83 dargestellt. Der Photoelektronenstrom gelangt von der Kathode K auf den ersten Emittor[2]) I. Der δ-fach verstärkte Strom von Sekundär-

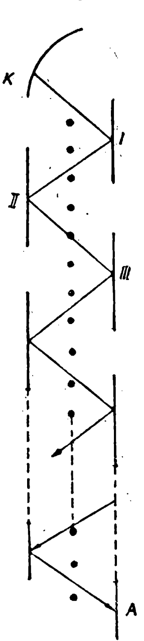


Abb. 83. Schematische Darstellung eines Elektronenvervielfachers

[1]) Sekundärelektronen-Vervielfacher, Multiplier. (Die Red.).

[2]) Im deutschen Sprachgebrauch auch als Prallelektrode oder Sekundäremissionskathode bezeichnet. (Die Red.).

elektronen gelangt auf den zweiten Emittor II, sodann auf den III. usw.; von dem n-ten Emittor kommt ein δ^n-fach verstärkter Strom und wird von der Anode A eingefangen [494, 495, 538, 539, 544—553, 600—602, 618]. Röhren ähnlicher Konstruktion entwickelte P. W. TIMOFEJEW, KUBEZKI [517] und S. A. WEKSCHINSKI. Über den Schroteffekt bei der sekundären Elektronenemission siehe [511]. Zum Inhalt des gesamten Paragraphen siehe auch [512—516, 491—493, 565, 566, 665].

§ 3. Die Theorie der Sekundäremission

Die Emission von Sekundärelektronen ist ebenso wie der Photoeffekt für freie Leitungselektronen unmöglich, da in diesem Falle der Energie- und Impulssatz bei der Energieübertragung von Primärelektronen an die Sekundärelektronen nicht gleichzeitig erfüllt werden kann.

Wir orientieren die X-Achse senkrecht zur Metalloberfläche, so daß ihre positive Richtung vom Metall in das umgebende Medium zeigt. Nun bezeichnen wir den Gesamtimpuls des Primärelektrons vor und nach der Übertragung seiner Energie an das Sekundärelektron durch P und P', die gleichen Größen für das Sekundärelektron durch p und p' und setzen zur Vereinfachung voraus, daß das Primärelektron senkrecht auf die Metalloberfläche trifft. Unter Berücksichtigung, daß sich die Primärelektronen in Richtung negativer Werte von X bewegen, können wir für die Impulskomponente in der X-Achse schreiben:

$$-P + p_x = -P'_x + p'_x . \tag{158}$$

p'_x ist zweifellos positiv, da das Sekundärelektron aus dem Metall heraustreten muß; p_x kann positiv oder negativ sein. Da die Energie proportional dem Quadrat des Impulses ist und die sekundäre Elektronenenergie bei der Wechselwirkung mit dem Primärelektron vergrößert wird, so ist $|p'_x| > |p_x|$ und folglich nach Formel (158) $|P'_x| > |P|$. Da $P'_x < P'$ ist, folgt daraus, daß

$$P' > P; \tag{159}$$

dennoch ist nach dem Energieerhaltungssatz die Energie des Primärelektrons nach der Übergabe eines gewissen Energieanteils an das Sekundärelektron und folglich auch der Impuls des Primärelektrons kleiner geworden, d. h., es muß

$$P' < P \tag{160}$$

eintreten. (159) und (160) widersprechen einander, der beschriebene Vorgang ist also nicht möglich. Somit ist anzunehmen, daß zur Sekundäremission eine Wechselwirkung der Elektronen mit dem Metall notwendig ist. Damit eine sekundäre Elektronenemission stattfinden kann, müssen die sekundären oder auch die primären Elektronen vom Kristallgitter des Metalls reflektiert werden. Ohne eine derartige Reflexion kann der Impulsvektor der Sekundärelektronen nicht die zum Austritt aus dem Metall nötige Richtung besitzen. Bei der Wechselwirkung des Primärelektrons mit dem Leitungselektron kann weder das eine noch das andere infolge ihrer Massengleichheit einen Impuls mit der Komponente erhalten, die vom Metallinneren zur bombardierten Fläche hin gerichtet ist.

Ein Versuch, eine Theorie der Sekundäremission aus reinen Metallen mit Hilfe der Wellenmechanik aufzubauen, wurde von FRÖHLICH [518] unternommen. Wie in den

modernen Photoeffekttheorien betrachtet er auch die Störung der Elektronenwellen im Metallinneren, d. h. die Störung der Eigenfunktionen der Elektronen im Metall durch das eindringende Primärelektron. Hierbei wird die Bindung der Elektronen mit dem (einfachen, kubischen) Gitter durch folgende Gleichung ausgedrückt

$$k' = k \pm \frac{2\pi}{a} n\,, \tag{161}$$

worin k der Wellenvektor ist, der ebenso wie der Impuls in Elementarimpulsen ausgedrückt wird. Aus der FRÖHLICHschen Theorie folgt, daß eine sekundäre Elektronenemission nur möglich wird (d. h., daß in einem vom Emittor austretenden Elektronenstrahl außer den reflektierten Primärelektronen auch aus dem Metall austretende Elektronen erscheinen) von einer minimalen Energie $\mathcal{E}_{p\,\min}$ der primären Elektronen an, die angenähert der Maximalenergie der Elektronen am absoluten Nullpunkt entspricht. FRÖHLICH unterstreicht, daß dieser Schluß aus der Notwendigkeit einer gleichzeitigen Befriedigung des Energieerhaltungsgesetzes und des Impulserhaltungsgesetzes folgt, welche im vorliegenden Fall durch die Beziehung (161) ausgedrückt werden, sowie aus dem PAULI-Prinzip, nach welchem sich in jeder Zelle des Impulsraumes gleichzeitig nicht mehr als zwei Elektronen befinden dürfen.

Die Lösung des Problems führt auf eine Proportionalität zwischen δ und $\mathcal{E}_p^{\frac{1}{2}}$, wenn $\mathcal{E}_p$ in die Größenordnung von $\mathcal{E}_{p\,\min}$ kommt,

$$\delta \sim \mathcal{E}_p^{-\frac{1}{2}}\,, \tag{162}$$

während bei $\mathcal{E}_p \gg \mathcal{E}_{p\,\min}$, d. h. für den abfallenden Zweig der Kurve (Abb. 78) $\delta = f(U)$

$$\delta \sim \frac{\ln \frac{\mathcal{E}_p}{W_a}}{\mathcal{E}_p^{\frac{2}{3}}} \tag{163}$$

wird.

Eine andere Variante einer Theorie der Sekundäremission wird von KADYSCHEWITSCH [519] vorgeschlagen. Der Ausgangspunkt der Theorie von KADYSCHEWITSCH ist folgender: Das Elektronengas im Metall ist ein entartetes Gas mit einer FERMIschen Energieverteilung. Die elastischen Stöße mit den Ionen des Metallgitters ändern die Richtung des Primärelektrons. Das in das Metall eindringende Primärelektron und die von ihm unmittelbar oder stufenweise erzeugten Sekundärelektronen bremsen einander durch die Wechselwirkung mit den Leitungselektronen. Die Wechselwirkung der Elektronen mit den Ionen des Gitters wird durch Berücksichtigung der elastischen Stöße des Elektrons mit dem Gitter erfaßt. Indem er die *Eindringtiefe*[1]) der elastischen Streuung einführt, erfaßt er summarisch sowohl die durch das Gitter und sein periodisches Feld bedingte Streuung als auch die durch Wärmeschwingungen des Gitters hervorgerufenen Streuungen. Die Wechselwirkung der Elektronen betrachtet KADYSCHEWITSCH klassisch, d. h., er läßt die Wechselwirkungen außer acht. Dies begründet er damit, daß die Ergebnisse der Quantenrechnung sowie die der klassischen Berechnung für genügend große Geschwindigkeiten der aufeinander prallenden Partikel und für genügend große Streuwinkel, wie das beim vor-

[1]) Eindringtiefe ist diejenige Weglänge, auf der ein schnelles Elektron seine im Vergleich zu den Leitungselektronen überschüssige Energie verliert.

liegenden Problem der Fall ist, identisch sind. Eine wesentliche Rolle in der gesamten Theorie spielt die durch die Bremsung bedingte Eindringtiefe λ_1 der Primärelektronen und die der Sekundärelektronen λ_2. Am Schluß seiner Arbeit umreißt KADYSCHEWITSCH kurz den Lösungsweg dieses Problems unter Benutzung der Methoden der Wellenmechanik. Es gelingt ihm, eine ganze Reihe typischer Besonderheiten der Sekundäremission zu erklären, darunter das Anwachsen des Koeffizienten δ bei Vergrößerung des Einfallswinkels (der Anstieg geht um so schneller vor sich, je größer die Geschwindigkeit der Primärelektronen ist) und die geringen Werte von δ für Alkalimetalle. Im letzteren Fall ist die Konzentration der freien Elektronen größer als die bei anderen Metallen. Folglich ist die durch die COULOMBschen Kräfte zwischen den Elektronen bedingte Bremsung ebenfalls größer, die entsprechende Eindringtiefe ist dagegen sowohl für die primären als auch für die sekundären Elektronen kleiner.

Die theoretischen Berechnungen von KADYSCHEWITSCH für δ als Funktion der Geschwindigkeit der Primärelektronen stimmen bei einer Reihe reiner Metalle mit den Versuchen gut überein. Der allgemeine Verlauf der theoretischen Kurven $\delta = f(\alpha)$, wobei α der Einfallwinkel der Primärelektronen ist, stimmt mit den experimentellen Beobachtungen überein. Ein quantitativer Vergleich ist wegen der ungenügenden Übereinstimmung der Daten verschiedener Autoren sehr schwer. Diese Diskrepanz wird durch verschiedene Oberflächenbeschaffenheit der von ihnen verwandten Metalle bedingt. KADYSCHEWITSCH widerlegt die Schlußfolgerung FRÖHLICHS über die minimale Geschwindigkeit der Primärelektronen, die zur Emission der Sekundärelektronen notwendig wäre. Er nimmt an, daß es keine grundsätzliche Schwelle der Sekundäremission gibt. Die bei geringen Geschwindigkeiten der Primärelektronen beobachtete Unterbrechung der Emission erklärt sich durch die verstärkte Reflexion der Primärelektronen bei geringen Geschwindigkeiten. Weitere Versuche zum Aufbau einer Theorie der Sekundäremission finden sich in [520—526, 669, 672].

§ 4. Die sekundäre Elektronenemission bei Mehrschichtkathoden

Der MALTER-*Effekt*

Bei der praktischen Anwendung der Sekundäremission in Elektronenvervielfachern benutzt man als Emittoren die im Kapitel über den Photoeffekt beschriebenen Mehrschichtkathoden, weil diese Kathoden einen großen Sekundäremissionskoeffizienten δ besitzen. Bei Cäsiumoxydkathoden ist es gelungen, ein δ bis zu 10,5 zu erhalten. Es bestehen keinerlei Schwierigkeiten, bei der Serienfertigung von Photoelementen mit Sekundäremission ein δ von ungefähr 5 zu erzielen. Es wurde angenommen, die sekundäre Emission bei Cäsiumoxydkathoden [491—493, 496, 527—532, 567—570] wäre ebenso wie der Photoeffekt durch ein niedriges Ionisierungspotential in der Filmfläche der Cäsiumatome bedingt. Jedoch zeigt die gleichzeitige Untersuchung des Photoeffektes und der Sekundäremission von Cäsiumoxydkathoden, daß dies nicht der Fall ist [503—505, 536, 537]. Bei der Erschöpfung von Cäsiumoxydkathoden durch intensives Belichten derselben und ebenso bei Veränderungen der Oberflächen dicke des Cäsiumfilms durch zusätzliche Durchwärmung der gesamten Röhre entspricht der Sekundäremissionsverlauf dem Verlauf der Photostromänderung nicht im entferntesten. Die Maxima der beiden Kurven decken sich nicht. Ebenso

decken sich die Veränderungen der Sekundäremission und des Photostromes auch bei einer Strukturveränderung der Zwischenschicht der Mehrschichtkathode nicht. Deswegen sind bei der Aufstellung einer Theorie der Sekundäremission für Mehrschichtkathoden diese als Mischhalbleiter zu betrachten[1]) (wie auch im Falle anderer Arten der Elektronenemission von Mehrschichtkathoden). Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Sekundärelektronen nicht aus der Oberfläche selbst, sondern aus einer bestimmten Tiefe kommen und daß die Hauptursache ihrer Bremsung die Wechselwirkung mit den Elektronen des Leitfähigkeitsbandes ist. Auf diese Weise muß der Einfluß der zur Vergrößerung der Anzahl dieser Elektronen führenden Faktoren sich auf die Sekundäremission komplizierter auswirken als auf die thermische Elektronenemission. Das Anwachsen der Leitungselektronen über einen bestimmten optimalen Wert hinaus muß die Sekundäremission bei Mischhalbleitern vermindern.

Die Sekundäremission von Cäsiumoxydkathoden besitzt noch die Besonderheit, daß die Größe des Sekundärstromes und des Koeffizienten δ von der Feldstärke des die Elektronen sammelnden Feldes, d. h. von der Potentialdifferenz zwischen Emittor und Kollektor, abhängig ist. Im Falle reiner Metalloberflächen ist eine solche Abhängigkeit nur solange vorhanden, wie das äußere Feld unter Einbeziehung des Kontaktpotentials ein Bremsfeld ist. Bei der Sekundäremission von Mehrschicht-Cäsiumoxydkathoden ist es umgekehrt. Der Sekundärstrom vergrößert sich mit dem Anwachsen des die Geschwindigkeit steigernden äußeren Feldes. In diesem Fall ist es so, als ob das in das Innere der Zwischenschicht des Oxyds auf der Kathode eindringende äußere Feld aus derselben die Elektronen zieht, welche von den Primärelektronen nicht die zum selbständigen Austritt aus der Kathode in das Medium genügende zusätzliche Energie erhalten haben. Solche Elektronen werden Elektronen mit *unzureichender* Energie genannt. Bei reinen Metallen ist eine derartige Erscheinung nicht möglich, da das äußere Feld nicht in das Metall eindringt. Die Unzulänglichkeit der Cäsiumoxydkathode besteht darin, daß sie bei der Benutzung als Emittor keine befriedigende Temperaturkonstanz aufweist. Das verhindert die Erzielung eines großen Ausgangsstromes bei den Elektronenvervielfachern. Man verwendet deshalb als Emittoren auch andere Kathoden, z. B. Antimon-Cäsium-Kathoden. Für Antimon-Cäsium-Kathoden ist der Sekundäremissionskoeffizient kleiner als für Cäsiumoxydkathoden.

Im Jahre 1936 entdeckte MALTER [533] eine außergewöhnlich große Sekundäremission bei Aluminium, das elektrolytisch oxydiert und danach durch Cäsiumdampf aktiviert worden war. Der Koeffizient δ erreicht danach oft Werte von mehr als 1000. Nach der Unterbrechung des Bombardements einer derartigen Elektrode durch Primärelektronen setzte der Sekundärstrom nicht unmittelbar aus. Man konnte sogar noch nach Ablauf von 24 Stunden einen schwachen Sekundärstrom beobachten. Die von MALTER gegebene Erklärung dieses Effektes lautet: Durch die Sekundäremission wird die äußere Emittorfläche positiv aufgeladen. Da das Aluminiumoxyd ein guter Isolator ist, vollzieht sich die Neutralisierung der positiven Ladung durch die Oxydschicht hindurch außergewöhnlich langsam. Daher nimmt das positive Potential der äußeren Schicht einen beträchtlichen Wert an, und in der dünnen Oxydschicht wird ein starkes äußeres Feld geschaffen, das zur Feldemission der Aluminiumunterlage des Emittors führt. Die aus dem Aluminium gerissenen

[1]) Mischhalbleiter nennt man solche Kristalle, deren kristalliner Aufbau durch Beimengungen verändert wurde.

Elektronen erhalten eine große Geschwindigkeit und durchschießen diese Schicht mit dem Cäsiumfilm, ohne die positive Ladung des Films merklich zu neutralisieren. Der MALTER-Effekt wurde von D. W. SERNOW ebenfalls an Nickel beobachtet, das mit einem dünnen Film eines Dielektrikums überzogen war [557]. Die praktische Anwendung des MALTER-Effektes wird durch seine sehr große Trägheit beeinträchtigt. Über weitere Untersuchungen des MALTER-Effektes und diesem ähnliche Erscheinungen siehe [571—573, 660, 667, 2468, 2469, 2472].

Zur Frage des Mechanismus der Sekundäremission aus Mehrschicht-Kathoden, insbesondere der Ursachen, welche die großen Werte für δ bedingen, sind in diesem Fall eine Reihe verschieden lautender Vermutungen geäußert worden [496, 527—532, 521, 579]. Die Meinung P. W. TIMOFEJEWS geht dahin [496, S. 36—41], daß die Sekundäremission aus Mehrschichtkathoden infolge der Bildung einer positiven Ladung auf der Oberfläche des Mehrschichtemittors bei der Bombardierung derselben durch Primärelektronen entsteht und daß dadurch eine dem MALTER-Effekt ähnliche Erscheinung hervorgerufen wird.

TIMOFEJEW zeigt, daß das Fehlen einer merklichen Trägheit bei der Sekundäremission von Mehrschicht-Emittoren im Gegensatz zum MALTER-Effekt nicht dieser Vermutung widerspricht. Die Trägheit muß in diesem Fall durch die Neutralisierungszeit der positiven Ladungen bestimmt werden, die kürzer als 10^{-9} s sein kann. Und doch kann jedes überschüssige Ion während seiner Lebensdauer eine große Anzahl von Elektronen aus dem Emittor befreien, da die für den Elektronenaustritt aus der Emittorschicht von der Dicke 10^{-7} cm benötigte Zeit bei der mittleren Geschwindigkeit von einem Volt annähernd 10^{-14} s beträgt.

Andere Verfasser nehmen zu Recht an, daß die Sekundäremission von Mehrschichtkathoden auf der Grundlage der Halbleitertheorie aufgebaut werden müsse. Eine der vorliegenden Theorien erklärt die große Sekundäremission von Cäsiumoxydkathoden durch eine spezifische Verteilung der besetzten und unbesetzten Energiebänder im Halbleiter, der die Zwischenschicht dieser Kathoden darstellt [579]. Eine andere Theorie [523] stellt eine Weiterentwicklung der Theorie von KADYSCHEWITSCH dar, unter Anwendung der Grundlagen dieser Theorie auf den Fall der Halbleiter.

Ebenso wie beim Photoeffekt haben wir es bei der Sekundäremission nicht nur mit dem Austritt eines Teils von Elektronen aus dem Emittor zu tun, sondern auch mit der Anregung, d. h. mit der Energievergrößerung der anderen Elektronen innerhalb des Emittors durch teilweise Übergabe der Energie der Primärelektronen an dieselben. Daher verlaufen bei Belichtung und gleichzeitiger Bombardierung der Kathode mit Primärelektronen sowohl der Photoeffekt als auch die Sekundäremission anders als beim Ablauf nur eines dieser Prozesse. Für reine Metalle wurde diese Erscheinung im Jahre 1925 von DEMBER [534] beschrieben. Er stellte fest, daß der Elektronenstrom I_3 durch gleichzeitige Belichtung und Bombardierung größer ist als die Summe des Photostromes I_1 und des Sekundäremissionsstromes I_2, d. h.

$$I_3 > I_1 + I_2 \,. \tag{164}$$

Der zusätzliche Photostrom

$$I_4 = I_3 - (I_1 + I_2) \tag{165}$$

erwies sich als Funktion des Stromes I_2 der Sekundärelektronen. Bei Vergrößerung von I_2 durchläuft die Funktion ein Maximum. Im Maximum ist der Strom I_4 etwa 150mal größer als I_1. Bei unveränderlichem I_2 und Vergrößerung von I_1 durch Ver-

größerung der Belichtungsintensität der Kathode strebt der zusätzliche Strom I_4 die Sättigung an, die durch Ausnutzung aller Sekundärelektronen bedingt ist, welche durch die Einwirkung der Primärelektronen in höhere energetische Zustände überführt worden sind. Für Cäsiumoxydkathoden wurde der DEMBER-Effekt durch SCHMAKOW [535] und BORSJAK [581] untersucht. In diesem Fall ist der Effekt noch komplizierter. Zur Frage der Sekundäremission von Mehrschichtkathoden siehe [541—543, 610, 614, 616, 621—631, 647, 474]. Zu den verschiedenen Fragen der Sekundäremission siehe auch [554, 555, 607, 608, 611—613, 617, 620, 632, 638, 642—656, 659, 663, 670, 672, 673, 2467].

§ 5. Die Sekundäremission einer Kathode unter der Einwirkung von positiven Ionen, angeregten und neutralen Atomen

Die Potentialverteilung und die Anordnung der Raumladungen in den kathodennahen Teilen einer Glimmentladung sowie die Ergebnisse spezieller Versuche bei der Einwirkung eines Magnetfeldes auf die Elektronen in der Nähe der Kathode einer Entladung (z. B. der in Kapitel XIV beschriebene „Schattenversuch“) führen zu der Schlußfolgerung, daß sowohl bei einer Glimmentladung als auch bei einer unselbständigen TOWNSEND-Entladung eine verstärkte Elektronenemission der Kathode bei einer offenbar für die thermische Elektronenemission nicht ausreichenden Temperatur erfolgt. Einer der Hauptelementarprozesse der Elektronenemission von Kathoden ist in diesem Fall die Elektronenemission unter der Wirkung der auf die Kathode auftreffenden positiven Ionen.

In der Entladungstheorie von TOWNSEND wurde von allen möglichen Elementarprozessen des Elektronenaustritts aus der Kathode nur dieser Prozeß berücksichtigt. Den von TOWNSEND eingeführten Oberflächenionisierungskoeffizienten γ, der die Anzahl der von der Kathode emittierten Elektronen pro einfallendes positives Ion angibt, benutzte man als Maß für die Sekundäremission unter der Wirkung positiver Ionen. In Wirklichkeit ist diese Erscheinung jedoch bedeutend komplizierter. Um den Wert des Koeffizienten der Sekundäremission beim Auftreffen positiver Ionen auf die Kathode zu erhalten, darf man diesen Koeffizienten nicht einfach dem Koeffizienten γ gleichsetzen, sondern muß auch den Photoeffekt an der Kathode unter der Einwirkung kurzwelliger Strahlungen, die in der Entladung entstehen, berücksichtigen. Ferner müssen in gewissem Maße auch die Wirkung metastabiler Atome und schneller neutraler Partikel beachtet werden. Aus allen diesen Gründen müssen die vorliegenden experimentellen Werte als äußerste Grenzwerte angesehen werden. Sie beziehen sich oft auf den Gesamtkoeffizienten γ. Es gibt jedoch auch wenig zuverlässige Messungen von γ, besonders wenn man berücksichtigt, daß sowohl γ als auch der tatsächliche Koeffizient der Sekundäremission — den wir γ_0 nennen wollen — von der Natur des Gases und der Kathode abhängen müssen.

Ebensowenig existieren genaue Daten über die Geschwindigkeitsverteilung der in diesem Fall emittierten Elektronen. Wenn wir von der kinetischen Energie der Elektronen, die die Gasanregung in der sogenannten ersten Kathodenschicht hervorrufen, ausgehen, gelangen wir zu dem Schluß, daß diese Elektronenenergie in den meisten Fällen beim unmittelbaren Austritt aus der Kathode sehr gering ist und auf den Bruchteil eines eV geschätzt werden muß. Der Wert von γ und γ_0 liegt bei einem die Kathode bombardierenden positiven Ion mit der Energie von 1/10 bis 1/100 eV

in der Größenordnung von 1/10 bis 1/100. Als Regel gilt, daß γ und γ_0 mit der Vergrößerung der kinetischen Energie des Ions größer werden. Bei einer Ionenenergie von einigen Tausend eV erhielten verschiedene Experimentatoren Zahlenwerte von 4—5. Eine gewisse Vorstellung über diese Abhängigkeit vermittelt die in Abb. 84 dargestellte Kurve, die sich auf positive Wasserstoffionen [591] bezieht, und die Tabelle 7, die den Versuchsergebnissen von ROSTAGNI [587] mit Edelgas-Ionen entnommen wurde.

Noch größere Werte erhält man bei einer Untersuchung der sekundären Oberflächenionisierung unter Einwirkung schneller α-Strahlen ($\gamma_0 \approx \gamma = 20$) und bei Experimenten mit anderen überschnellen Ionen [592].

Der Mechanismus der Sekundäremission unter der Wirkung positiver Ionen muß wesentlich von dem in den ersten Paragraphen dieses Kapitels betrachteten Mechanismus der Sekundäremission unterschieden werden. Die nicht zu schnellen positiven Ionen dringen nicht sehr tief in das Metall ein.

Tabelle 7

γ-Werte für positive Ionen von Edelgasen

Gas	Energie der Ionen in eV				
	50	100	200	400	600
Ar	0,029	0,025	0,033	—	0,029
Ne	0,08	0,09	0,13	0,17	0,25
He	0,18	0,20	0,26	0,38	0,57

Folglich kann keine solche Wechselwirkung im Metallinneren mit den Leitungselektronen stattfinden, wie sie im Falle des Eindringens von Primärelektronen in das

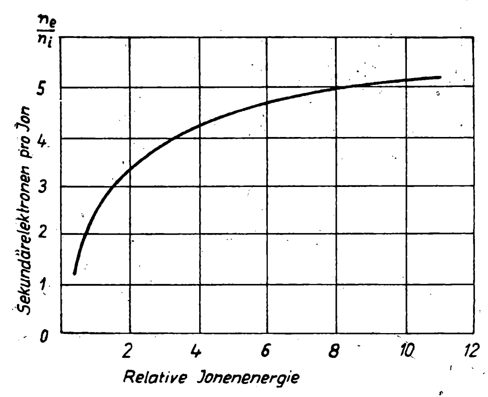


Abb. 84. Abhängigkeit des Koeffizienten γ von der Energie der auf die Kathode auftreffenden positiven Ionen

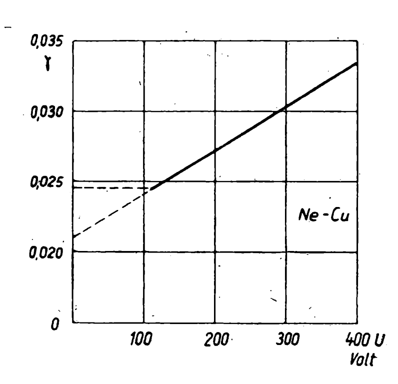


Abb. 85. Abhängigkeit des Oberflächenionisierungskoeffizienten γ von der Geschwindigkeit der positiven Ne-Ionen bei ihrem Aufprall auf eine Kupferkathode nach PENNING

Metall zu beobachten ist. Die bereits bekannten Daten über die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen bei der Bombardierung verschiedener Metalle durch positive Kaliumionen [595] gestatten die Schlußfolgerung, daß der Elektronenaustritt aus dem Metall durch die von den positiven Ionen erfolgte Übergabe ihrer kinetischen Energie an das Gitter des Metalls bedingt ist. Diese Wechselwirkung kann man als örtliche, eine sehr kurze Zeit dauernde Metallerwärmung durch den Aufschlag eines positiven Ions ansehen, die unter sehr günstigen Bedingungen zur thermischen Emission eines Elektrons führt. Bei der Wirkung langsamer Ionen zeigte eine Reihe von Versuchen, daß bei der Sekundäremission unter Ionenaufschlägen der Elektronenaustritt ebenfalls auf Kosten der potentiellen Energie der Ionen erfolgt.

Der durch die Ionen bedingte Austritt von Sekundärelektronen aus der Metalloberfläche auf Kosten der Ionisierungsenergie des Ions bestätigt sich z. B. durch die Versuche von PENNING [582], deren Ergebnisse in Abb. 85 dargestellt sind. Die Abbildung bezieht sich auf die Sekundärelektronen aus Kupfer unter Einwirkung von Neonionen. Auf der Abszisse ist die von den Ionen durchlaufene Spannung U in Volt aufgetragen, auf der Ordinate die aus dem Metall befreite Anzahl von Elektronen pro einfallendes Ion. Die Extrapolation der PENNINGschen graphischen Darstellung für $U = 0$ zeigt, daß im Fall $U = 0$, d. h., wenn ein auf die Metalloberfläche auftreffendes Ion nur die Ionisierungsenergie besitzt, die Elektronenemission für Kupfer beim Auftreffen von Neonionen nicht Null ist, sondern 0,02 bis 0,025 Elektronen pro Ion beträgt. Nach der PENNINGschen Kurve hängt die Elektronenemission im Bereiche von 100 bis 400 Volt linear von der von den Ionen durchlaufenen Potentialdifferenz U ab. Ähnliche Kurven erhielt auch OLIPHANT [596, 597]. Bei anderen Untersuchungen wurde festgestellt, daß die Anzahl der von der Metalloberfläche ohne Neutralisation reflektierten Ionen gering ist (4—7%) [583, 584].

Vom energetischen Standpunkt aus kommt hinzu, daß ein langsames positives Ion, das ein Leitungselektron aus dem Metall befreien könnte, eine Ionisierungsenergie besitzen muß, die mindestens doppelt so groß ist wie die Austrittsarbeit des Elektrons für das Kathodenmaterial. Das erste von dem positiven Ion aus dem Metall befreite Elektron neutralisiert das Ion, und erst das zweite kann sich als freies Elektron absondern.

Genau wie bei allen Elementarprozessen sind auch für diesen Prozeß der Sekundäremission auf Kosten der potentiellen Energie des positiven Ions die Methoden der Wellenmechanik anwendbar. Sie gestatten es, die Elektronenübergangswahrscheinlichkeit aus dem Metall in dieses oder jenes Energieniveau des Atoms, das sich bei der Neutralisierung des positiven Ions bildet, näherungsweise zu berechnen [598]. Hierbei ist ein Übergang auf ein solches Niveau am wahrscheinlichsten, auf welchem die Energie des Elektrons gleich seiner Energie als Leitungselektron im Metall ist. Diese Vorstellungen führen zu folgendem Bild des betrachteten Elementarprozesses: Bei Annäherung des positiven Ions an die Metalloberfläche, wenn das Ion von dieser Fläche sehr wenig entfernt ist, findet der Übergang des ersten Elektrons zum Ion statt. Als Ergebnis dieses Überganges erhält man nicht ein normales, sondern ein angeregtes Atom. Sodann wird im Verlauf eines neuen Elementarvorganges das zweite Leitungselektron aus dem Metall auf Kosten der Anregungsenergie befreit, wie dies ähnlich im Gas bei unelastischen Stößen zweiter Art geschieht. Die Richtigkeit einer solchen Annahme wird durch Versuche bestätigt, bei denen eine Elektronen-

emission des Metalls auch bei unmittelbarer Einwirkung der im Gas bei der Entladung vorhandenen metastabilen Atome auf die Kathode beobachtet wird [585, 586]. In den Arbeiten [585, 586] ist eine Methode zur Erzielung eines Strahles metastabiler Heliumatome angegeben, wobei man die Heliumionen unter sehr spitzem Winkel auf eine Metallfläche auffallen läßt. Die Geschwindigkeiten der von diesen metastabilen Heliumatomen befreiten Sekundärelektronen lagen im Gebiet von zwei Volt bis ($U_M - \varphi$), wobei U_M die Energie des metastabilen Atoms und φ die Austrittsarbeit des Elektrons für das Metall in eV sind. Bei einer Heliumentladung mit einer Kathode aus Molybdän erreichte die Geschwindigkeit der von metastabilen Atomen ($U_M = 19{,}77$ eV) befreiten Sekundärelektronen 15 Volt. Die Anzahl der metastabilen Atome, die ihre Energie an der Metalloberfläche nicht verlieren und wieder reflektiert werden, lag je nach den Versuchsbedingungen zwischen 10 und 50%. Die Oberflächenionisierung durch metastabile Atome und die Werte dieses Effektes in Entladungen sind ebenfalls durch Versuche von SPIWAK und REICHRUDEL bestätigt worden [599]. Über die Oberflächenionisierung durch Aufschläge positiver Ionen siehe auch [593, 594, 635—637, 639, 641, 657, 658, 667, 668]; über den gleichen Vorgang durch negative Ionen [671]. Fliegt ein Ion an einem anderen, beziehungsweise an einem neutralen Gasatom vorbei, so kann zwischen beiden nicht nur ein Energie-, sondern auch ein Elektronenaustausch stattfinden. Bei einem Stoß entnimmt das positive Ion dem neutralen Atom ein Elektron, indem es das Atom in ein Ion umwandelt und sich selbst neutralisiert, dabei jedoch seine große Geschwindigkeit beibehält. Ebenso kann ein negatives Molekülion sein überschüssiges Elektron an ein Atom abgeben. Dieser Vorgang, den man *Umladung* nennt, führt zur Existenz schneller Atome in der Entladung. L. A. SENA zeigte [1012, 1079, 1675], daß der Wirkungsquerschnitt[1]) für die Umladung im Plasma einer Gasentladung bedeutend größer ist als der Wirkungsquerschnitt für elastische Stöße der positiven Ionen mit den Gaspartikeln. Deshalb ist nach SENAS Annahme die Umladung der Prozeß, der im wesentlichen den Charakter der positiven Ionenbewegung im Plasma bestimmt und der bedeutend häufiger stattfindet als die elastischen Stöße positiver Ionen mit den Gaspartikeln. Wenn die Umladung in Kathodennähe vor sich geht, kann das neutrale Atom mit großer Geschwindigkeit auf die Kathode treffen. Das Experiment zeigt, daß bei einem derartigen Aufprall ebenfalls eine Elektronenemission aus der Kathode erfolgt. Zur Feststellung dieses Prozesses lenkt man den positiven Ionenstrahl durch ein entsprechendes Feld von der Kathode ab und fängt die emittierten Elektronen durch eine spezielle zusätzliche Elektrode ein [587—590]. Die quantitativen Ergebnisse dieser Versuche zeigen, daß beim Bombardement der Kathode mit schnellen neutralen, nicht angeregten Atomen die Elektronenemission der Kathode auf Kosten der kinetischen Energie dieser Atome vor sich geht [590]. Über eine andere Möglichkeit siehe auch [2471].

Bei der Betrachtung der verschiedenen Fälle der Elektronenemission einer Metallfläche in ein Gas kann man nicht umhin, den Elektronenaustritt als Folge chemischer Reaktionen zu erwähnen. Solche Prozesse beruhen darauf, daß sich die Moleküle bei chemischen Reaktionen vor der Bildung endgültiger Reaktionsprodukte in einem angeregten Übergangszustand befinden. Für diese chemisch angeregten Moleküle ist ebenso ein Herausschlagen von Sekundärelektronen aus der Metallfläche möglich wie für Atome und Moleküle, die in der Entladung angeregt worden sind.

[1]) Der Wirkungsquerschnitt ist reziprok zur mittleren freien Weglänge.

Außerdem kann bei chemischen Reaktionen des Gases mit dem Metall eine starke örtliche Erhitzung des letzteren eintreten, die sich auf einen kleinen Abschnitt erstreckt und von einer thermischen Elektronenemission begleitet ist. Es können auch Lichtquanten austreten (Chemolumineszenz), die von einem Photoeffekt begleitet werden. Auf diesem chemischen Wege kann eine Elektronenemission elektropositiver Metalle Na, K und amalgamierten Al unter der Einwirkung der Gase H_2S, HCl, CO_2, H_2O, $COCl_2$, $CSCl_2$, O_2, Cl_2, Br_2 vor sich gehen.

VI. Ionisierung und Anregung von Gasatomen durch unelastische Stöße erster und zweiter Art

§ 1. Ionisierung und Anregung durch Elektronenstoß

Die Bildung von positiv oder negativ geladenen Atomen und Molekülen in neutralen Gasen erhielt den Namen *Gasionisierung*; die geladenen Gaspartikel bezeichnet man als *positive* bzw. *negative Ionen.*

Das Wesen des Ionisierungsprozesses konnte erst nach der Schaffung einer Atomtheorie verstanden werden, die das Atom als positiven Kern mit einer Elektronenhülle darstellt. Die Entwicklung der Atomtheorie vollzog sich in verschiedenen Abschnitten. Lord Kelvin und J. J. Thomson setzten voraus, daß die Elektronen im Volumen des von der positiven Ladung besetzten Inneren liegen, und stellten die Anzahl der Elektronen im Atom nicht genau fest. Rutherford bewies an Hand von Versuchen, daß die positive Ladung im sogenannten Kern des Atoms sitzt, der sehr kleine Ausmaße besitzt, jedoch beinahe die gesamte Masse des Atoms ausmacht. Bohr präzisiert das Atombild Rutherfords, indem er den Begriff bestimmter diskreter Bahnen, welche die Elektronen rings um den Kern beschreiben können, einführte. Die moderne Theorie, die die Vorstellungen und den mathematischen Apparat der Wellenmechanik benutzt, verwarf die konkreten Bahnen der Bohrschen Theorie, behielt jedoch seine Aussage bei, daß jedes Elektron im Atom nur eine genau bestimmte Energie und einen bestimmten Drehimpuls besitzen kann. Weiterhin ersetzt sie die Vorstellungen der Bohrschen Bahnen durch diskrete energetische Niveaus der Elektronen im Atom. Der Anregungsprozeß des Atoms besteht im Übergang eines der äußeren Valenz-Elektronen in einen höheren Energiezustand. Die Bildung eines einfach geladenen positiven Ions geschieht durch Ablösen eines Valenz-Elektrons vom Atom. Die Bildung eines negativen Ions erfolgt durch das Einfangen eines Elektrons durch das Atom oder Molekül in einen möglichen, aber nicht besetzten Energiezustand im neutralen Atom. Die Anzahl der positiven Elementarladungen des Kerns und die ihr im neutralen Atom gleiche Elektronenanzahl entsprechen der Ordnungszahl des gegebenen Elements im periodischen System der Elemente.

Kehrt ein Elektron eines angeregten Atoms in den Grundzustand zurück, den es im unangeregten Atom eingenommen hatte, oder geht ein Elektron in einen tieferen

Energiezustand über, so strahlt das Atom ein Lichtquant aus, dessen Energie nach dem zweiten BOHRschen Postulat durch die Differenz der Elektronenenergien beider Zustände bestimmt wird, nach der Beziehung

$$h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 , \tag{166}$$

wobei h die PLANCKsche Konstante, ν die Frequenz des ausgestrahlten Lichtes und $\mathcal{E}_1$ und $\mathcal{E}_2$ die Elektronenenergie im Anfangs- und Endzustand sind. Auf Grund der von BOHR entwickelten Theorie gelang es ihm, die Gesetze der Linienspektren für Wasserstoff und ionisiertes Helium zu finden. Die Ionisierung eines Atoms besteht in der völligen Ablösung eines Elektrons aus der Wirkungssphäre des Kerns — mathematisch ausgedrückt, in der Entfernung des Elektrons ins Unendliche. Dem umgekehrten Übergang des Elektrons aus dem Unendlichen in irgendein bestimmtes Energieniveau im Atom entspricht diejenige Seriengrenze der Spektrallinien, für welche dieses Niveau das niedrigste ist. Der Seriengrenze entspricht die Linie mit der in dieser Serie größtmöglichen Frequenz ν, gleich ν_{gr}. Der Wert des Produktes $h\nu$, entsprechend der zum Grundzustand gehörenden Seriengrenze der Spektrallinien, wenn sich das Valenzelektron im normalen nichtangeregten Atom befindet, ist die für die Ionisierung des Atoms aufzuwendende Energie. Wird das Atom durch Elektronenstoß ionisiert, so geschieht dies auf Kosten der kinetischen Energie des Elektrons. Daher kann die Ionisierung eines Atoms beim Stoß mit einem Elektron nur dann eintreten, wenn die kinetische Energie des Elektrons genügend groß dafür ist. Die Energie des Elektrons rührt von dem elektrischen Feld her, das die Geschwindigkeit des Elektrons steigert. Hierbei gilt die Beziehung

$$\frac{mv^2}{2} = eU , \tag{167}$$

wobei e die Elementarladung, U die vom Elektron ohne Zusammenstöße durchlaufene Potentialdifferenz (bei der Anfangsgeschwindigkeit Null) ist.

Die BOHRsche Theorie sagt aus, daß für jedes Gas ein bestimmtes Ionisierungspotential existieren muß. Das Ionisierungspotential U_i drückt man in Volt aus. Man kann es leicht berechnen, wenn aus spektroskopischen Daten die Grenzfrequenz der Spektralserie bekannt ist, die dem Zurückkehren des Atoms in den normalen, nicht angeregten Zustand entspricht, und zwar aus der Beziehung

$$\frac{e\,U_i}{300} = h\nu_{gr} , \tag{168}$$

wobei $e = 4{,}803 \cdot 10^{-10}$ die Elementarladung in el. stat. *CGSE* und U_i zahlenmäßig die in V ausgedrückte Ionisierungsspannung sind. Die ersten Versuchsergebnisse von FRANCK und HERTZ, die zu einer unmittelbaren experimentellen Bestimmung der Ionisierungspotentiale für viele Gase führten, wurden noch vor der Veröffentlichung der BOHRschen Theorie publiziert [675, 679, 690]. Die schematische Darstellung dieser Versuche war folgende (Abb. 86): K stellt eine Elektronen emittierende Glühkathode dar, N ist das in bezug auf die Kathode positiv geladene Gitter. Das Gitterpotential kann willkürlich verändert werden. P ist eine in bezug auf die Kathode negativ geladene Metallplatte, die verhindert, daß aus der Kathode fliegende Elektronen, die nicht auf dem Wege von K bis N eine der Potentialdifferenz U zwischen N und K entsprechende Geschwindigkeit erworben haben, die Platte P erreichen können.

Nehmen wir an, daß allmählich, von Null beginnend, U vergrößert wird und keinerlei Fremdionisation des Gases möglich sei. Ist U kleiner als das Ionisierungspotential, so sind im Raum zwischen K und N keine positiven Ionen vorhanden, und durch das Meßinstrument A wird kein Strom fließen — weder positiv noch negativ. Sobald U das Ionisierungspotential U_i erreicht, beginnt in der Nähe des Gitters N eine Gasionisierung. Den positiven Ionen wird durch das Feld zwischen N und P eine Geschwindigkeit erteilt, und das Meßinstrument A zeigt einen Strom an. Mit dieser Anordnung wurde in der Arbeit [678] für sämtliche untersuchten Gase ein und dasselbe Ionisierungspotential — etwa 11 V — gemessen. Das erklärt sich dadurch, daß in der Vakuumanlage Quecksilber vorhanden war und keine Maßnahmen getroffen wurden, um dieses einzufrieren. Inzwischen ist das Ionisierungspotential des Quecksilbers zu 10,4 V bestimmt worden, was in guter Übereinstimmung mit dem Wert von 11 V für die Potentialdifferenz U steht, bei der das Instrument Strom anzeigte.

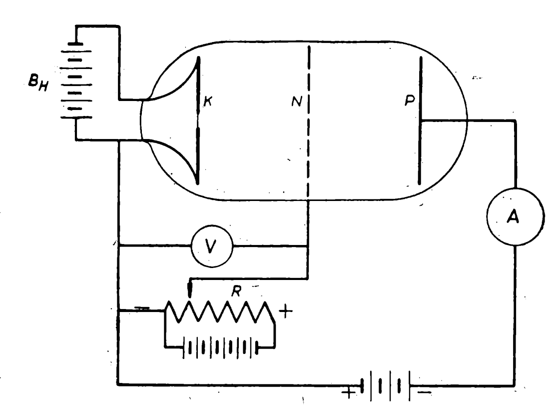


Abb. 86. Versuchsanordnung zur Bestimmung von U_i. V — Voltmeter; B_H — Heizbatterie; R — Widerstand

Franck und Hertz wiederholten mit einer vollkommeneren Vakuumtechnik und bei definierteren Verhältnissen mit empfindlichen Meßinstrumenten diese Versuche und erhielten für Quecksilberdampf eine ganze Reihe *kritischer* Potentiale, bei denen das Instrument A Strom anzeigte.

Diese Potentiale lagen unter 11 V, das erste bei 4,9 V. Bei 10,4 V zeigte das Instrument A einen sehr starken Ausschlag. Franck und Hertz sahen die von ihnen beobachteten kritischen Potentiale nicht als Potentiale der Gasionisierung, sondern als *Anregungspotentiale* des Atoms an.

Ist die kinetische Energie eines fremden Elektrons zu gering, um ein Valenzelektron gänzlich aus dem Atom zu entfernen, so kann sie dennoch groß genug sein, um das Valenzelektron von einem Energieniveau in ein anderes — höheres — zu überführen. Die Anregung kann bei einem Potential erfolgen, das niedriger als das Anregungspotential ist. Dies muß jedoch nicht unbedingt so sein. Dieser Sachverhalt kommt dadurch zum Ausdruck, daß ein Strom durch A erst bei bestimmten Anregungspotentialen zu fließen beginnt und bei weiterer Steigerung von U wieder abnimmt, bis U den nächsten Wert eines Anregungspotentials erreicht. Die größte *Wahrscheinlichkeit* einer Anregung liegt bei einem dem Anregungspotential sehr nahen Potential; darauf fällt die Anregungswahrscheinlichkeit rasch mit dem Ansteigen von U. Die Anregung wird von einer Strahlung begleitet. Das von den Atomen ausgestrahlte Licht fällt auf die Oberfläche der Platte P und ruft hier durch Photoeffekt eine Elektronenemission der Metalloberfläche hervor. Die aus der Oberfläche von P austretenden Elektronen steigern ihre Geschwindigkeit

von P nach N unter dem Einfluß des Feldes. Durch das Instrument A beginnt ein durch die Bewegung der Elektronen hervorgerufener Strom zu fließen, der dem der positiven Ionen, welche durch Ionisation in der Nähe von N entstehen, entgegengesetzt gerichtet ist. Die Richtung des Stromes durch A selbst bleibt dieselbe. Auf diese Weise gibt diese experimentelle Anordnung die Möglichkeit, nicht nur das Ionisierungspotential, sondern auch die Anregungspotentiale zu bestimmen.

Zur Bestätigung ihrer Annahme, daß die Elektronenstöße bei bestimmter Elektronengeschwindigkeit ein Leuchten des Atoms hervorrufen und daß die von ihnen

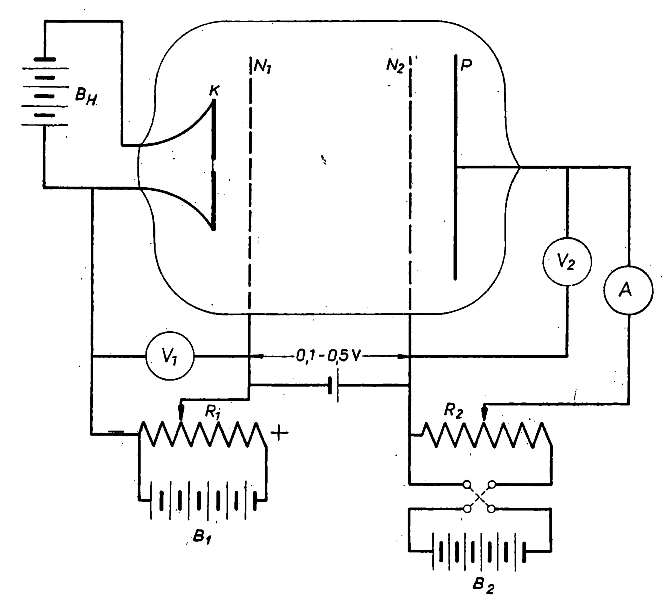


Abb. 87. Versuchsanordnung von Franck und Hertz. V_1 und V_2 — Voltmeter; B_H, B_1 und B_2 — Batterien; R_1 und R_2 — Widerstände

beobachteten kritischen Potentiale durch den Photostrom erklärt werden können, versuchten Franck und Hertz diese Strahlung zu entdecken, indem sie den Spalt eines Spektrographen an die Röhre brachten, in der die Elektronenstöße mit den Atomen vor sich gingen. Als U bei Versuchen mit Quecksilber für das erste kritische Potential den Wert von 4,9 V erreichte, erschien im Spektrographen tatsächlich die Linie 2536,7 Å des Quecksilberspektrums. Die späterhin mit vollkommeneren Mitteln durchgeführten Versuche gestatteten, das erwartete Auftreten der Spektrallinien bei der Vergrößerung des die Elektronengeschwindigkeit steigernden Potentials zu beobachten. Die Versuchsanordnung wurde durch Einführung des Gitters N_2 (Abb. 87) vervollkommnet. An dieses Gitter wird eine etwas größere Spannung als an das Gitter N_1 gelegt. In diesem Fall geht die Anregung, und dementsprechend die Ionisierung, nicht nur am Gitter N_1, sondern im gesamten Raum zwischen N_1 und N_2 vor sich, und die Intensität des beobachteten Effektes vergrößert sich.

Um die Anregungspotentiale von den Ionisierungspotentialen zu unterscheiden, sind mehrere Methoden vorgeschlagen worden.

Legt man an N_1 außer der Gleichspannung U noch eine Wechselspannung kleiner Amplitude und zeichnet dann den Stromverlauf in Abhängigkeit von U auf, so verschwinden die einzelnen den Anregungspotentialen entsprechenden Kurvenmaxima; es ergibt sich eine gleichförmig ansteigende Kurve.

An dem Punkt, der dem Ionisierungspotential entspricht, steigt die Kurve steil nach oben (Abb. 88). Eine andere Methode besteht darin, den Ionenfänger ähnlich einem FARADAY-Käfig auszubilden, der um die Achse DE (Abb. 89) drehbar ist. Die Wandung B ist massiv, die Wandung N_2 stellt ein Gitter aus dünnen Drähten dar. Ist die undurchlässige Wand zur Kathode gekehrt, so unterscheidet sich die

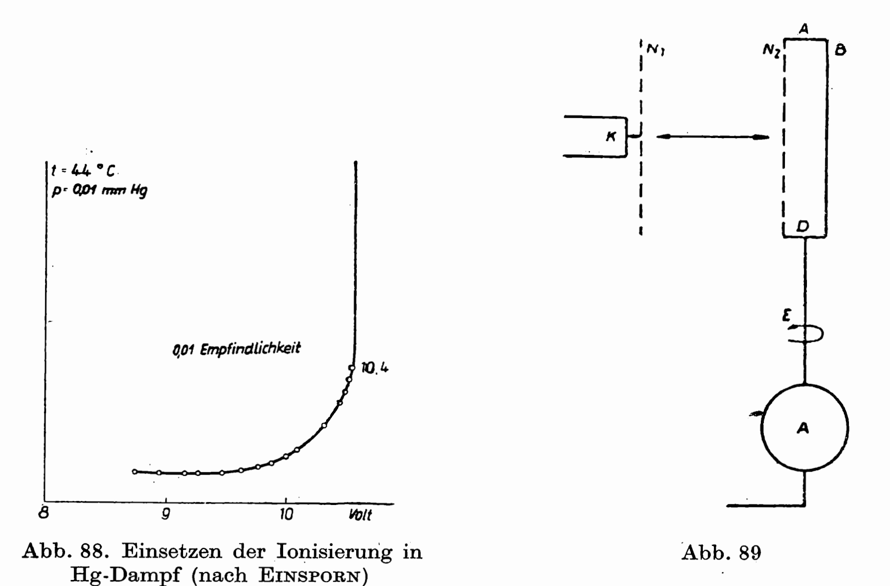


Abb. 88. Einsetzen der Ionisierung in Hg-Dampf (nach EINSPORN)

Abb. 89

Anordnung nicht von der ursprünglichen, und A registriert sowohl Ionisierungs- als auch Anregungspotentiale. Ist die Gitterseite N_2 zur Kathode gewandt, so bleibt der von diesem Gitter ausgehende Photostrom bei der Anregung der Gasatome verschwindend gering, und die Elektronen der undurchlässigen Wand B können den FARADAY-Käfig nicht verlassen. Das Instrument A zeigt infolgedessen keinen Strom an. Bei der Gasionisierung werden die positiven Ionen im Käfig eingefangen, und das Instrument A registriert einen Strom. Die beschriebene Beobachtungsmethode kritischer Potentiale ist eine Methode zur Erforschung des Sekundärstromes. Sie zeigt zwar was mit dem Atom bei einem Stoß geschieht, sagt jedoch nichts über das Verhalten des mit dem Atom zusammengestoßenen Elektrons aus.

FRANCK und HERTZ verwandten auch eine andere Methode, die auf der Beobachtung der Veränderung des primären Elektronenstromes beruht. Man kann die Versuchsanordnung zu dieser Methode ebenfalls durch Abb. 87 darstellen. In diesem Fall ist das Potential des Gitters N_1 um U Volt höher als das Kathodenpotential, und

die Potentiale der Gitter N_2 und N_1 sind höher als das Potential der Elektrode P (um 0,5 bzw. 0,4 Volt). Die Elektronen werden auf der kurzen Strecke von der Kathode bis N_1 beschleunigt. Im Raum zwischen N_1 und N_2 finden die Stöße der Elektronen mit den Gasatomen statt. Wenn das Elektron bei einem Stoß das Atom anregt, indem es ihm seine kinetische Energie überträgt, so muß es logischerweise eine ebenso große Energie verlieren. Besaß das Elektron eine etwas größere Energie als die zur Anregung notwendige, so wird seine Geschwindigkeit nach dem Stoß derart gering sein, daß es ihm unmöglich wird, das Bremsfeld von 1/2 V zwischen N_2 und P zu überwinden. Vergrößert man allmählich das Potential U, von Null beginnend, so wird der Emissionsstrom wegen der sich um die glühende Kathode bildenden Ansammlung von Elektronen, die einen weiteren Elektronenaustritt aus der Kathode verhindern, nicht sofort den Wert erreichen, der dem Emissionsstrom der Kathode entspricht. Trägt man auf der Abszissenachse die Potentialdifferenz U auf und auf der Ordinatenachse den Strom I zur Anode P, so erhält man eine gleichmäßig ansteigende Kurve, die der Charakteristik einer Elektronenröhre ähnlich ist. Bei einer Erhöhung von U auf das Anregungspotential werden die Elektronen, die mit den Atomen kollidieren und sie in den angeregten Zustand versetzen, nach dem Stoß die Geschwindigkeit Null besitzen und zu dem von uns beobachteten Strom bzw. zur Elektronenanzahl nicht beitragen. Nimmt dieser Effekt größere Ausmaße an, so wird die Stromkurve scharf nach unten umbiegen. Die Krümmung der Kurve gestattet, das Anregungspotential zu bestimmen. Nach einer weiteren Vergrößerung von U um 1/2 Volt werden wiederum alle Elektronen die Anode P erreichen, und der Strom wird wieder einen dem gleichmäßigen Verlauf der Charakteristik entsprechenden Wert annehmen. Bei Vergrößerung von U auf das nächste Anregungspotential wird sich das gleiche wiederholen. Abb. 90 stellt das Ergebnis dieser Methode bei der Anwendung auf photoelektrische Ströme in Quecksilberdampf dar. Auf der Abszissenachse ist die Geschwindigkeit der Primärelektronen in Volt aufgetragen, auf der Ordinatenachse die Stromstärke im Stromkreis des Elektronenfängers. Abb. 91 bezieht sich auf Quecksilberdampf und die Methode zur Beobachtung des Primärstromes. Diese Kurve ist jedoch in einer Anordnung mit einem Gitter aufgenommen worden; die aufeinanderfolgenden Kurvenspitzen entsprechen daher ein und demselben ersten Anregungspotential des Quecksilbers von 4,9 V. Das zweite Maximum rührt daher, daß die nach der ersten Anregung des Quecksilberatoms und nach ihrem Stoß auf halbem Wege zwischen Kathode und Gitter verbliebenen Elektronen noch einmal 4,9 Volt durchlaufen und wieder eine dem ersten Anregungspotential entsprechende Energie erworben haben. Diese Variation der Methode gestattet es uns, ohne Be-

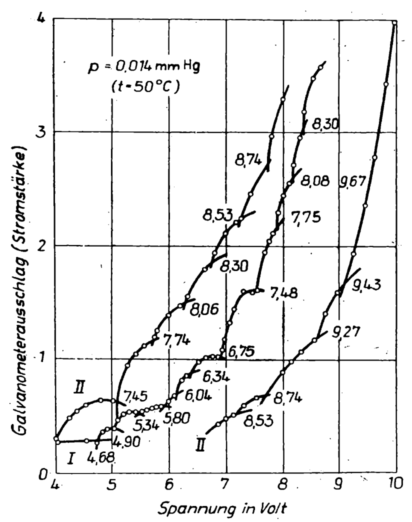


Abb. 90. Lichtelektrische Kurve im Hg-Dampf ([675], S. 85). Für Kurve I ist die Abszissenachse nach oben verschoben (nach FRANCK und EINSPORN)

obachtungsmöglichkeiten anderer Anregungspotentiale das erste Potential sehr genau aus dem Abstand zweier Erhebungen zu bestimmen, wobei automatisch ein Einfluß der Kontaktpotentialdifferenz ausgeschlossen wird. In Abb. 92 ist die entsprechende Kurve für Kaliumdampf, in der Abb. 91 für Quecksilberdampf aufgetragen [675, 689].

Fassen wir die experimentellen Untersuchungsergebnisse der Ionisierung sowie die der Gasanregung durch die Elektronen zusammen, so kommen wir zu dem Schluß, daß bei Stößen des Elektrons mit dem Atom zwei Fälle zu unterscheiden sind: Entweder kommen im Atom keine Veränderungen vor, und das Elektron ändert seine Geschwindigkeit nicht merklich, oder das Elektron gibt den gesamten Vorrat oder einen Teil seiner kinetischen Energie an das Atom ab und regt dabei letzteres an oder ionisiert es. Die erste Art des Stoßes wird *elastischer* Stoß genannt.

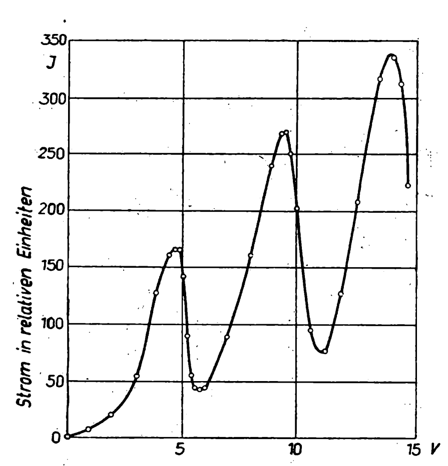


Abb. 91. Periodisches Auftreten von kritischen Potentialen im Hg-Dampf (nach FRANCK und HERTZ) bei einer Anordnung mit einem Gitter ([675], S. 65)

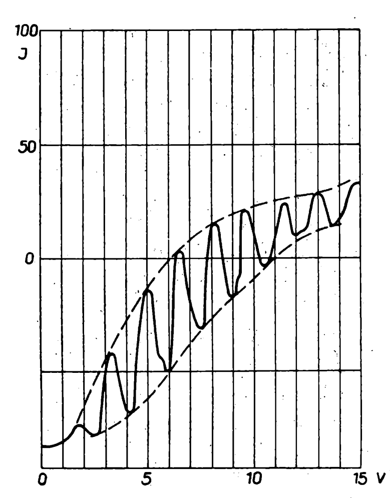


Abb. 92. Messung der Anregungsspannungen in Kaliumdampf [675, 689].

Beim Stoß eines sich rasch bewegenden elastischen Körpers mit einem anderen elastischen Körper, der sich langsam bewegt, verliert der erstere einen Teil seiner Energie, der im Durchschnitt dem doppelten Massenverhältnis der aufeinanderstoßenden Körper entspricht. Da die Elektronenmasse 1835 mal kleiner ist als die Atommasse des Wasserstoffs, verliert das Elektron bei einem elastischen Zusammenstoß mit einem Atom leichter Gase nur etwa 10^{-4} seiner kinetischen Energie. Stöße, die eine Übergabe von kinetischer Energie des Elektrons an das Atom in Form von Anregungsenergie oder Ionisierungsenergie zur Folge haben, nennt man *unelastische Stöße* des Elektrons bzw. unelastische Stöße *erster Art* zum Unterschied von Stößen *zweiter Art*, von denen weiter unten die Rede sein wird. Über Ionisierung und über Ionisierungspotentiale siehe die Übersicht [697] mit außerordentlich umfangreichem Literaturverzeichnis und auch die Arbeiten [692, 725, 758, 759].

Gegen die modernen Vorstellungen über Ionisierung und Anregung traten TOWNSEND und seine Schule auf [751, 755], doch seine Einwände sind nicht stichhaltig.

Ähnlich wie die Ionisierung und Anregung von Atomen finden auch Ionisierungen und Anregungen von Molekülen statt. Bei unelastischen Stößen des Elektrons mit dem Molekül und ebenfalls bei der Absorption eines Strahlungsquants kann jedoch nicht nur die Anregung des Moleküls vor sich gehen, sondern es kann auch eine Veränderung der rotierenden und schwingenden Bewegungen der zum Molekülverband gehörenden Kerne erfolgen, oder, mit anderen Worten, es erfolgt die Anregung von Rotations- und Schwingungsniveaus des Moleküls.

Zur Anregung dieser Niveaus sind weit geringere Energien nötig als zur Anregung von Elektronenniveaus. Deshalb ist die Anzahl der unelastischen Stöße, welche die Elektronen in zwei- oder mehratomigen Gasen unter sonst gleichen Bedingungen erleiden, viel größer als bei einer Bewegung in einatomigen Gasen. Entsprechend größer ist auch der Energieverlust der Elektronen durch diese Stöße. Das Ionisierungspotential der Moleküle zweiatomiger Gase (H_2, N_2, O_2 usw.) ist ein anderes als das Ionisierungspotential der Atome gleicher Gase. Das U_i zweiatomiger Moleküle kann größer oder auch kleiner sein als das U_i der Atome, die es bilden. Im allgemeinen ist die Ionisierung der Moleküle von ihrer Dissoziation begleitet. Bei der

Tabelle 8

Ionisationsenergie von Atomen, Molekülen und Ionen ($1 \to 2\ \Delta U_1$ ist die zusätzlich aufzuwendende Energie bei der Bildung eines doppelt ionisierten Ions aus einem einfach ionisierten, $2 \to 3\ \Delta U_i$ entspricht dem dreifach ionisierten usw.)

Element	Atomgewicht	Ordnungszahl	U_i [eV]	$1 \to 2$ ΔU_i [eV]	$2 \to 3$ ΔU_i [eV]	$3 \to 4$ ΔU_i [eV]	$4 \to 5$ ΔU_i [eV]	$5 \to 6$ ΔU_i [eV]
H_1	1	1	13,5	—	—	—	—	—
H_2	1	1	15,4	—	—	—	—	—
He	4	2	24,5	54,2	—	—	—	—
Li	6,9	3	5,4	75,3	121,9	—	—	—
N_1	14,0	7	14,5	29,5	47,2	73,5	97,4	—
N_2	14,0	7	15,8	—	—	—	—	—
O_1	16,0	8	13,5	34,9	54,9	77,0	109,2	137,5
O_2	16,0	8	12,5	—	—	—	—	—
Ne	20,2	10	21,5	40,8	63,2	—	—	—
Na	23	11	5,1	47,5	—	—	—	—
Cl	35,5	17	13,0	22,5	39,7	47,4	67,7	88,6
Ar	39,9	18	15,7	27,8	40,7	—	—	—
K	39,1	19	4,3	31,7	46,5	—	—	—
Cu	63,6	29	7,7	20,2	—	—	—	—
Ca	69,7	31	6,0	18,9	30,6	63,9	—	—
Kr	82,9	36	14,0	26,4	—	—	—	—
Rb	85,5	37	4,2	16,0	—	—	—	—
Cd	112,4	48	9,0	16,8	32,0	—	—	—
Xe	130,2	54	12,1	24,0	—	—	—	—
Cs	133,0	55	3,9	—	—	—	—	—
Hg	201	80	10,4	18,7	41,0	72,0	82,0	—
Tl	204	81	6,1	20,3	29,7	—	—	—

Ionisierung der zweiatomigen Moleküle durch Stöße erster Art bilden sich gleichzeitig mit den Molekülionen auch Atomionen [691]. Komplizierte Moleküle zerfallen beim Stoß mit den Elektronen in einfachere und in eine Reihe von Verbindungen, die sich mit den üblichen Methoden der Chemie nicht stabil darstellen lassen [698—704]. Bei unelastischem Stoß eines positiven Ions mit einem Elektron kann dem Atom ein zweites Elektron entrissen werden und sich somit ein doppelt geladenes Ion bilden. Bei unelastischen Stößen eines doppelt geladenen Ions erhält man ein dreifach ionisiertes Atom usw. Die Bildung solcher Ionen nennt man *mehrfache Ionisierung*. Bei der mehrfachen Ionisierung werden dem Atom nacheinander die Elektronen der äußeren Hülle entrissen. Die zum Entreißen jedes weiteren Elektrons notwendige Energie wächst an, wie das zum Teil aus Tabelle 8 ersichtlich ist. Das Ionisierungspotential der mehrfachen Ionisierung ist gleich der Summe der Ionisierungspotentiale des neutralen Atoms, des einfach geladenen Ions, des zweifach geladenen usw.

Beim Stoß eines Atoms mit einem sehr schnellen Elektron (mit einer Energie von annähernd 1000 und mehr eV) wird gleichzeitig mit der gewöhnlichen Ionisierung ein Elektron aus irgendeiner Schale des Atomsystems gerissen. Der spontane Übergang eines aus entfernteren Schalen stammenden Elektrons auf das Energieniveau des Elektrons, das aus einer inneren Schale frei geworden ist, führt zu Aussendung einer Röntgenstrahlung des Atoms.

§ 2. Die Anregungswahrscheinlichkeit (Anregungsfunktion) Die Ionisierungswahrscheinlichkeit (Ionisierungsfunktion)

Wenn die Geschwindigkeit des Elektrons kleiner ist als die dem ersten kritischen Potential entsprechende Geschwindigkeit, so ist der Stoß mit dem Atom immer elastisch mit Ausnahme derjenigen Fälle, in denen sich das langsam bewegende Elektron, nachdem es in die Wirkungssphäre des Atoms gelangt ist, nicht mehr zu befreien vermag und zusammen mit dem Atom ein negatives Ion bildet. Ist die Geschwindigkeit des Elektrons dagegen größer als die erste kritische Geschwindigkeit, so kann der Stoß mit dem Atom unelastisch oder auch elastisch sein: Das Elektron gibt seine Energie an das Atom nicht unbedingt ab, sondern lediglich in gewissen und obendrein recht seltenen Fällen im Vergleich zur Gesamtzahl der Stöße. Die relative Anzahl dieser für die Anregung günstigen Fälle oder die *Anregungswahrscheinlichkeit* bestimmt man, indem man einerseits aus der freien Weglänge des Elektrons im Gas die Stoßzahl der Elektronen mit den Gasatomen berechnet, und andererseits, indem man aus der Verminderung der Elektronenstromstärke die Anzahl der aus dem Elektronenstrahl wegen des Geschwindigkeitsverlustes beim Stoß ausscheidenden Elektronen feststellt. Eine Ionisierung darf hierbei nicht stattfinden, oder die Anzahl der Ionisierungsvorgänge muß dem Strom positiver Ionen auf die entsprechende Elektrode entsprechend berücksichtigt werden. Eine andere Methode zur quantitativen Bestimmung der Anregungsvorgänge ergibt sich aus spektroskopischen Daten. Die Funktion, welche die Wahrscheinlichkeit der Anregung durch Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Geschwindigkeit oder, was dasselbe ist, von der durchlaufenen Potentialdifferenz U bestimmt, heißt die *Anregungsfunktion*.

Die Anregungsfunktionen sind nicht nur für verschiedene Gase, sondern auch für verschiedene energetische Niveaus ein und desselben Atoms verschieden. Ihre Erforschung stellt eine umständliche und mühsame Arbeit dar, die außerdem dadurch erschwert wird, daß es ein schwieriges experimentelles Problem ist, einen Elektronenstrahl, der eine in engen Grenzen liegende Geschwindigkeit besitzt, herzustellen. Man kann daher nicht behaupten, daß die Anregungsfunktionen bis heute gut untersucht worden sind.

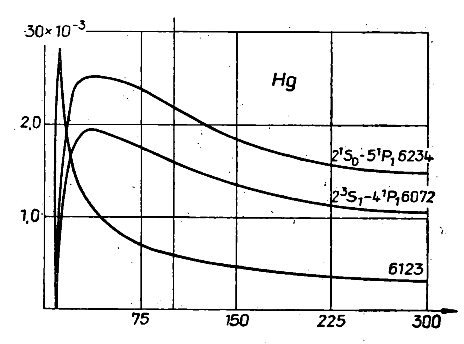


Abb. 93. Anregungsfunktionen einiger Quecksilberspektrallinien. Die Ordinatenachse gibt die Anzahl der Quanten pro gaskinetischen Stoß der Elektronen für eine gegebene Wellenlänge an, die Abszissenachse die Elektronengeschwindigkeit in Volt. Die Wellenlänge der Spektrallinien ist in Å angegeben

Die vorhandenen experimentellen Unterlagen zeigen, daß die Anregungswahrscheinlichkeit für alle Potentiale, die kleiner als das kritische Potential sind, Null ist. Ausgehend vom Anregungspotential, wächst diese Funktion rasch, erreicht in der Nähe des Anregungspotentials ihr Maximum und fällt sodann wieder ab. Als Beispiel können die experimentell gewonnenen Kurven in Abb. 93 dienen, die sich auf die Anregung einiger Quecksilberterme beziehen. Ein komplizierterer Verlauf der Anregungsfunktion ist selten zu beobachten (Abb. 94). Über die Anregungsfunktion und ihre Bestimmung siehe [681, 683, 705—711] und ebenfalls Kapitel XI dieses Buches.

Ähnlich wie die Anregungswahrscheinlichkeit bestimmt man auf experimentellem Wege auch die Ionisierungswahrscheinlichkeit. Die Ionisierungswahrscheinlichkeit oder die Ionisierungsfunktion hat mit der Potentialänderung einen anderen Verlauf.

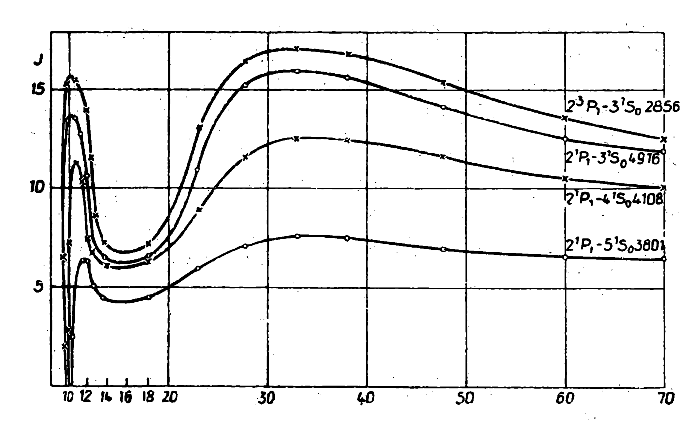


Abb. 94. Anregungsfunktionen einiger Quecksilberspektrallinien. Die Ordinatenachse gibt die Linienintensität in willkürlichen Einheiten an, die Abszissenachse die Elektronengeschwindigkeit in Volt. Die Wellenlänge ist in Å angegeben.

Sie wächst gleichmäßig mit dem Anstieg von U auf 100—200 V und beginnt dann langsam zu fallen. Wir führen die von COMPTON und VAN VOORHIS [680] (Abb. 95) erhaltenen Kurven an. Über die Bestimmung der Ionisierungsfunktion siehe auch [684—686, 706, 710—713]. Für die Abtrennung des zweiten, dritten usw. Elektrons existieren besondere Funktionen der mehrfachen Ionisierung. Bei der Berechnung unelastischer Verluste des Elektrons auf seinem Weg durch das Gas approximiert man die Anregungs- und Ionisierungsfunktionen durch mehr oder weniger einfache empirische Ausdrücke. Einen passenden Ausdruck, der für die Ionisierungsfunktion f_i im geradlinigen Anfangsteil der Kurve (Abb. 95) anwendbar ist, stellt die Formel

$$f_i = a(U - U_i) \tag{169}$$

dar, worin U_i das Ionisierungspotential und U die der Elektronengeschwindigkeit äquivalente Potentialdifferenz sind. Benötigt man f_i bis zum Maximum oder über dasselbe hinaus, so kann man als Näherung folgenden Ausdruck verwenden:

$$f_i = a(U - U_i) \cdot e^{\frac{U - U_i}{b}} . \tag{170}$$

Die Konstanten a und b werden aus den Kurven der Ionisierungswahrscheinlichkeit bestimmt. Ähnliche Formeln wendet man auch für die Anregungswahrscheinlichkeit f_a[1]) an.

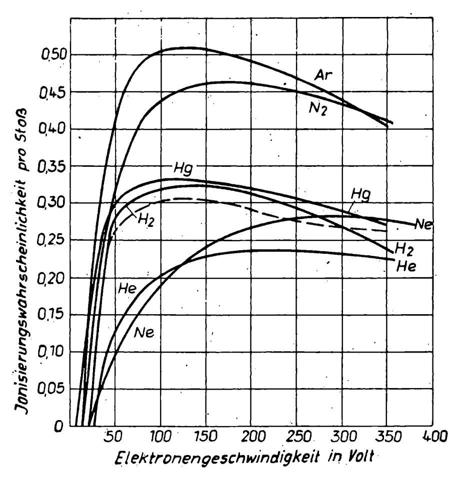


Abb. 95. Verlauf der Ionisierungsfunktion für einige Gase

Zur experimentellen Bestimmung von f_i und f_a muß man die mittlere freie Weglänge des Elektrons kennen. Diese Größe ist allerdings nur ungenau bekannt und hängt von der Elektronengeschwindigkeit ab (RAMSAUER-Effekt)[2]). Daher sind die experimentell bestimmten Werte von f_i etwas unsicher. Diese Unzulänglichkeit vermeidet man bei der Bestimmung einer anderen Größe, die die von dem Elektron vollzogene Ionisierung charakterisiert; das ist die *differentiale Ionisierung* s_0 des Gases durch Elektronen bestimmter Geschwindigkeiten. Sie ist identisch mit der Anzahl der Ionisierungen, die von einem Elektron von bestimmter Geschwindigkeit auf 1 cm Wegstrecke durchgeführt werden.

Da die differentiale Ionisierung bei konstanter Geschwindigkeit des Elektrons der Anzahl der Stöße mit den Gaspartikeln auf 1 cm Wegstrecke gleich ist, und zwar multipliziert mit der Ionisierungswahrscheinlichkeit f_i, so ist

$$s_0 = f_i \frac{1}{\lambda} \tag{171}$$

---

[1]) Andere Ausdrücke für f_i und f_a siehe XI, § 8 und XIII, § 3.
[2]) Über den RAMSAUER-Effekt siehe Kap. IX, § 5.

und folglich dem Gasdruck proportional. Die differentiale Ionisierung bezieht man auf einen Druck von 1 Torr bei 0° C.

Die so bestimmte und durch Formel (171) ausgedrückte differentiale Ionisierung, die gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit des Elementarvorganges der Ionisierung sowie die mittlere freie Weglänge des Elektrons im Gas charakterisiert, ist nicht mit der totalen Ionisierung zu verwechseln. Die totale Ionisierung ist der auf Kosten der kinetischen Energie eines schnellen Elektrons tatsächlich entstandenen Anzahl von Ionenpaaren gleich, bezogen auf 1 cm des Fortschreitungsweges, unabhängig davon, ob die Ionisierung durch unmittelbaren Stoß erster Art der Primärelektronen mit den unangeregten Gaspartikeln vor sich geht oder ob gleichzeitig andere Prozesse stattfinden, wie z. B. die Stufenionisierung durch Stöße erster Art der sekundären, tertiären usw. Elektronen mit den Gaspartikeln, Stöße zweiter Art zwischen den Atomen usw. Die totale Ionisierung ist ebenfalls dem Gasdruck porportional.

In Abb. 96 sind die Kurven der differentialen Ionisierung in logarithmischem Maßstab bei 0° C und $p = 1$ Torr nach den Arbeiten von SMITH [687, 688] dargestellt.

Durch den eigenartigen Verlauf der Anregungsfunktion und der Ionisierungsfunktion erklärt sich bei Ionisierung im Gas durch Elektronenstöße die Tatsache, daß das Leuchten des Gases keineswegs allen möglichen Spektrallinien oder auch

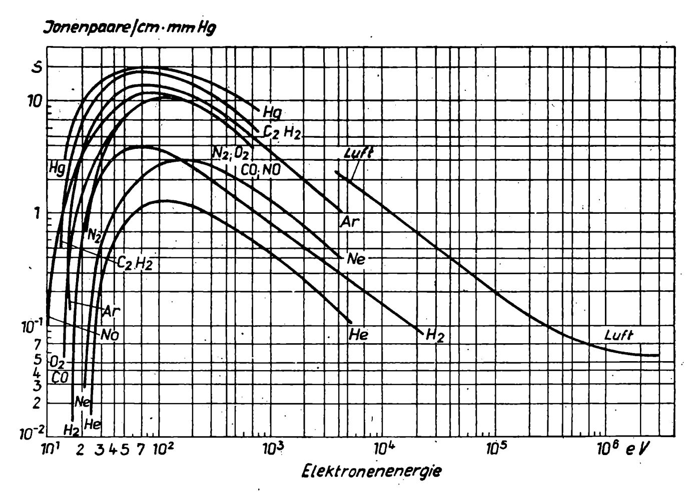


Abb. 96. Differentiale Ionisierung in verschiedenen Gasen

allen Linien, bei deren Strahlung das Elektron in den energetischen Grundzustand zurückkehrt, entspricht. Es werden lediglich einzelne Linien angeregt. Die relative Linienintensität hängt von der Geschwindigkeit der Elektronen und von allen anderen Versuchsbedingungen ab (vom Gasdruck, von Beimischungen usw.). Bei genügend großer Geschwindigkeit der Elektronen kann gleichzeitig mit der Gasionisierung eine Anregung des bei der Ionisierung entstandenen Ions stattfinden. In diesem Fall hat das leuchtende Gas ein Spektrum, das als *Funkenspektrum*[1])

---

[1]) Weil dieses Spektrum gewöhnlich bei der Funkenentladung beobachtet wird.

bezeichnet wird, zum Unterschied zum Spektrum der neutralen angeregten Atome, das man *Bogenspektrum*[1]) nennt. Im allgemeinen entstehen die Funken- und Bogenlinien gleichzeitig.

Seltener hat das Spektrum eines Gases, unabhängig von der Existenz bzw. dem Fehlen von Funkenlinien, viele Linien, die Elektronenübergängen aus den entferntesten Niveaus entsprechen, d. h. Linien, die sich an der Seriengrenze befinden. Diese Linien weisen eine große Intensität auf. Bei jeder von ihnen und ebenso an der Seriengrenze sieht man im Spektrum an der kurzwelligen Seite einen schwachen kontinuierlichen Hintergrund, der allmählich verschwindet. Dies ist das sogenannte *Rekombinationsleuchten.* Zuerst findet beim Stoß der Elektronen eine Gasionisierung statt, danach wird der Rekombinationsprozeß von einem Leuchten begleitet, wenn die Elektronen aus größerer Entfernung außerhalb des Atoms direkt in den Grundzustand oder erst in einen höher liegenden Energiezustand und dann in den Grundzustand übergehen. Bei der Strahlung geben die Elektronen nicht nur ein der Ionisierungsarbeit und damit der Seriengrenze entsprechendes Energiequant ab, sondern auch ihren gesamten Überschuß an kinetischer Energie. Die Energie eines freien Elektrons kann einen beliebigen Wert besitzen und ist bei verschiedenen Elektronen verschieden groß, so daß die $h\nu$-Ausstrahlung, die der Rekombination verschiedener Elektronen entspricht, ebenfalls verschieden ist. Dies führt zu einem kontinuierlichen Spektrum. Die charakteristischen Besonderheiten des Rekombinationsspektrums sind nicht immer ganz klar ausgeprägt. Oft wird gleichzeitig ein Anregungsleuchten und ein Rekombinationsleuchten festgestellt. Das Leuchten wird auch bei der Rekombination von Molekülen beobachtet, die in neutrale und angeregte Atome dissoziiert sind[2]).

§ 3. Die Verweilzeit des Atoms im angeregten Zustand. Stufenionisierung und Stufenanregung. Diffusion der Resonanzstrahlung. Metastabile Zustände

Bei genauer Untersuchung der elektrischen Erscheinungen im Gas hat die Frage nach der Verweilzeit τ des Atoms im angeregten Zustand eine wichtige Bedeutung. Der Übergang eines Elektrons vom angeregten Atom in den normalen Energiezustand unter Ausstrahlung der Anregungsenergie in Form eines Lichtquants geschieht ohne jede äußere Einwirkung und wird deshalb als *spontaner Übergang* bezeichnet.

Ebenso wie bei allen spontanen Prozessen ist die Anzahl der Übergänge $N \cdot dt$, die in der Volumeneinheit in der Zeit dt stattfinden, dem dt und der Dichte n_a der angeregten Atome im gegebenen Zeitpunkt proportional. Daher läßt sich schreiben:

$$N\,dt = w \cdot n_a\,dt\,, \tag{172}$$

wobei N die Anzahl der Übergänge, bezogen auf die Zeiteinheit, und w die *Übergangswahrscheinlichkeit* ist. Finden gleichzeitig keine Anregungsvorgänge statt, so ist

$$N\,dt = -\,dn_a\,. \tag{173}$$

Die Ausdrücke (172) und (173) führen zu der Beziehung $dn_a = -w n_a dt$, oder nach

[1]) Wird bei Bogenentladungen beobachtet.

[2]) Eine genauere Darlegung des Strahlungsproblems bei Gasentladungen wird im Kap. XI gebracht.

Integration zu

$$n_a = n_{a_0} e^{-wt}, \tag{174}$$

wobei n_{a_0} die Konzentration der angeregten Atome im Anfang darstellt. Die Konzentration n_a nimmt nach einem Exponentialgesetz ab. Die einzelnen Atome befinden sich verschieden lange Zeiten τ (von Null bis Unendlich) im angeregten Zustand. Die Berechnung der mittleren Verweilzeit τ_0 des Atoms *im angeregten* Zustand ergibt[1])

$$\tau_0 = \frac{1}{w}. \tag{175}$$

Experimentell wurde die Größenordnung von τ_0 durch W. WIEN aus Versuchen mit Kanalstrahlen, die ein Bündel sich rasch bewegender positiver Ionen darstellen, bestimmt. Die Versuche von WIEN bestanden darin, nach Ablenkung der Kanalstrahlen im elektrischen und im magnetischen Feld die Geschwindigkeit der Kanalstrahlpartikel zu bestimmen. Er maß gleichzeitig die Lichtintensität an verschiedenen Punkten. Die Strahlungsintensität I ist proportional N — der Anzahl der spontanen Übergänge, bezogen auf die Zeiteinheit. Deshalb führen (172), (174) und (175) für die Leuchtintensität im Kanalstrahlbündel zum Ausdruck

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = I_0 e^{-\frac{l}{v\tau}}, \tag{176}$$

worin l die Entfernung von dem Punkt ist, an dem die Leuchtintensität des Kanalstrahlbündels gleich I_0 ist, und v die Geschwindigkeit der Kanalstrahlteilchen darstellt. Die Versuche WIENS ergaben für die mittlere Verweilzeit τ_0 des Atoms im angeregten Zustand einen Wert von 10^{-8}—10^{-7} s. Diese Zeit stimmt mit der Dauer der einzelnen kohärenten Lichtstrahlen überein, die aus der größten Gangdifferenz, bei der es noch möglich ist, die Interferenzerscheinung der Lichtwellen zu beobachten, bestimmt wird. Die Größenordnung von τ_0 wird auch durch die Übereinstimmung der auf Grund dieser Zahl nach den Formeln der Quantentheorie berechneten Dispersions- und Absorptionskonstanten mit den Versuchsergebnissen bestätigt.

Befindet sich das Atom nur kurze, doch endliche Zeit im angeregten Zustand, so kann ein erneuter unelastischer Stoß des angeregten Atoms mit einem Elektron stattfinden. Dann wird das Atom auf eine neue, höhere Anregungsstufe gelangen oder, wenn die Elektronenenergie ausreicht, ionisiert werden. Solche Ionisierung oder Anregung durch mehrere aufeinanderfolgende Stöße mit Elektronen nennt man Stufenionisierung bzw. Stufenanregung. Die Stufenionisierung findet in den Fällen statt, in denen sich das Gas als ionisiert erweist, trotzdem die Differenz zwischen dem Anodenpotential und dem Potential der Elektronen emittierenden Kathode kleiner ist als das Ionisierungspotential des gegebenen Gases. In gewissen Fällen führt die Berechnung der Stoßwahrscheinlichkeit eines angeregten Atoms mit einem Elektron zu einer verschwindend kleinen Ionenzahl, die durch einen solchen Prozeß gebildet wird. Sie ist bedeutend kleiner als diejenige, die bei der Stufenionisierung beobachtet wird.

---

[1]) Siehe eine ähnliche Berechnung der mittleren Dauer der Entladungsverzögerung im Kap. XIII, § 4, Formeln (556) und (558). Für die Wahrscheinlichkeit spontaner Übergänge eines Elektrons in andere, niedere Niveaus (mit verschiedenen Übergangswahrscheinlichkeiten), mit Ausnahme des Überganges in den Grundzustand, wird der Ausdruck für τ_0 komplizierter.

Die Erklärung der Stufenionisierung und Stufenanregung liefert die Vorstellung der *Diffusion der Resonanzstrahlung*. Resonanzstrahlung nennt man eine Strahlung, bei der der Endzustand des Elektrons der Grundzustand ist. Wurde das Atom durch vorherige Lichtabsorption angeregt, so bekommt man bei der Rückkehr des Elektrons in den Grundzustand eine Lichtstrahlung von genau derselben Wellenlänge wie diejenige, deren Absorption zur Anregung der Atome führt. In diesem Zusammenhang nennt man das erste kritische Potential *Resonanzpotential*. Als Beispiel führen wir an, daß für Natrium die Resonanzstrahlung die gelbe Doppellinie 5890—5896 Å ist, dagegen gilt für Quecksilber als erste Resonanzlinie 2356,7 Å und als zweite 1849,5 Å. Nehmen wir nun an, daß in einem Atom bei einem Stoß erster Art der Übergang des Elektrons in einen Zustand, der der Resonanzstrahlung entspricht, geschehen ist. Nach Ablauf der Zeit τ strahlt dieses Atom das ihm vom Elektron übergebene Energiequant aus. Die ausgestrahlte Lichtenergie wird von einem anderen Atom absorbiert, nach Ablauf der folgenden Zeitspanne τ wiederum ausgestrahlt und so weiter. Das Energiequant wird außerdem von einem Atom an das andere weitergegeben, indem es einen Zickzackweg (analog der Gasdiffusion) beschreibt, bis es das Gas verläßt, indem es durch die Wandungen des Gefäßes dringt oder in ihnen absorbiert wird. Ist also jedes Atom auch nur sehr kurze Zeit angeregt, so werden im beobachteten Augenblick noch angeregte Atome im Gas vorhanden sein, deren ursprüngliche Anregung durch Stöße erster Art erfolgte, die viel früher als τ stattfanden. In bezug auf die Vergrößerung der Stoßwahrscheinlichkeit des angeregten Atoms mit dem Elektron und auf die Stufenionisierung ist das gleichbedeutend mit einer Verlängerung der Verweilzeit jedes Atoms, besonders im angeregten Zustand.

Als weiterer Faktor, der die Stufenionisierung fördert, gilt die Existenz sogenannter *metastabiler Zustände* des Atoms. Nach der Atomtheorie können nicht alle Übergänge des Elektrons von einem höheren energetischen Zustand auf einen niedrigeren durch Ausstrahlung eines entsprechenden Lichtquants erfolgen. Einige bestimmte Übergänge sind, wie es in der Atomtheorie heißt, „verboten". Die Verbote werden durch bestimmte Beziehungen zwischen den Quantenzahlen der Energiezustände festgelegt. Die Energiezustände, von denen das Elektron nicht spontan (durch Lichtausstrahlung) weder in den Grundzustand noch in einen anderen tiefer liegenden Zustand überzugehen vermag, nennt man *metastabile* Zustände, den entsprechenden Zustand des Atoms metastabilen Zustand und das Atom selbst *metastabiles Atom*. Damit das Atom trotzdem vom metastabilen Zustand in den Grundzustand zurückkehrt, muß das Elektron durch einen erneuten Stoß erster Art oder durch die Absorption eines entsprechenden Lichtquants in einen anderen, höheren Zustand gebracht werden, von dem es dann unmittelbar in den Grundzustand, unter Umwandlung der Anregungsenergie des Atoms in Strahlungsenergie, übergehen kann. Eine genauere Betrachtung der metastabilen Zustände in der Quantenmechanik zeigt, daß ein spontaner Übergang vom metastabilen Zustand in einen tieferen Zustand immerhin möglich ist, doch ist die Wahrscheinlichkeit eines solchen Überganges sehr gering, die Übergänge finden außergewöhnlich selten statt[1]). Das sich selbst überlassene metastabile Atom verbleibt in seinem höheren Energie-

[1]) Die Strahlung der gewöhnlich angeregten Atome entspricht der Dipol-Strahlung der klassischen Elektrodynamik, die Strahlung der metastabilen Atome dagegen der Quadrupol-Strahlung und solcher noch höherer Ordnung.

zustand viel längere Zeit, als es unter Laboratoriumsbedingungen notwendig wäre, um das Atom bei der Gasentladung unter dem Einfluß einer der oben genannten Ursachen oder bei Wechselwirkung mit der Wandung der Entladungsröhre aus diesem Zustand zu befreien. Daher können unter gewöhnlichen Umständen *verbotene* Spektrallinien, die dem Übergang aus einem metastabilen Zustand entsprechen, wegen ihrer äußerst geringen Intensität nicht beobachtet werden. Jedoch nicht unter Laboratoriumsbedingungen, sondern im Weltraum gelingt es, solche verbotenen Linien zu entdecken. So hat man in den Spektren einiger Stern-Nebel, die in Wirklichkeit sehr verdünnte Gase sind, recht intensive Linien entdeckt, die unter terrestrischen Bedingungen nicht zu sehen sind. Ursprünglich schrieb man diese Linien einem hypothetischen unbekannten Element zu. Dann erwies es sich, daß für dieses Element im periodischen System kein Platz ist, und die Linien wurden als verbotene Linien erkannt, die den Spektren *N II* und *O III*, d. h. dem Spektrum des ionisierten Stickstoffatoms und dem Spektrum des doppelt ionisierten Sauerstoffatoms, angehören. Die in den Nebeln herrschenden Bedingungen bieten zu Stößen der Atome untereinander oder mit anderen Partikeln viel seltener Gelegenheit, als die mittlere Lebensdauer des Atoms im metastabilen Zustand beträgt. Das metastabile Atom kann daher sein Lichtquant ausstrahlen. Der Übergang des Atoms aus dem Grundzustand in den metastabilen Zustand durch unelastischen Stoß erster Art ist nicht verboten. Ein Atom, in dem ein solcher Übergang stattgefunden hat, verbleibt in seinem angeregten Zustand viel länger als ein gewöhnlich angeregtes Atom.

Die effektive Verweilzeit eines Atoms im metastabilen Zustand hängt sehr stark vom Gasdruck, von Beimischungen im Gas und von den übrigen Einzelheiten der Entladung ab. Eine der Methoden zur Messung dieser Zeit besteht in der Bestimmung der Zeitspanne, die nach der Unterbrechung des ursprünglichen Elektronenstroms, der den metastabilen Zustand anregt, und in deren Verlaufe die an die Entladungsstrecke gelegte Spannung, die niedriger als die Ionisierungsspannung ist, zur Gasionisierung führt. Eine andere Methode beruht auf der Tatsache, daß metastabile Zustände für eine Reihe von Linien bestimmter Spektralserien als Endzustände erscheinen. Es ist verständlich, daß beim Fehlen metastabiler Atome Linien solcher Serien im Absorptionsspektrum des Gases nicht auftreten können, schon deshalb, weil das Atom ohne Elektronen im gegebenen metastabilen Zustand nicht imstande ist, das entsprechende Energiequant zu absorbieren. Somit zeugt die Existenz dieser Linien im Absorptionsspektrum von der Anwesenheit metastabiler Atome im Gas.

Die entsprechende Versuchsanordnung sieht folgendermaßen aus: Das Licht der Lichtquelle durchläuft die Entladungsröhre, deren Gas auf metastabile Zustände zu untersuchen ist, und fällt dann auf den Spalt eines Spektrographen. Während des Entladungsvorganges treten im Spektrum deutlich die oben beschriebenen Absorptionslinien hervor. Schaltet man erst die Entladung in der Röhre ab und strahlt man Licht nach einer kurzen Zeit t durch dieselbe, wobei man eine Spektralaufnahme macht, so treten die Absorptionslinien, die den metastabilen Zuständen entsprechen, um so schwächer hervor, je größer die Zeitspanne t ist. Das Ein- und Ausschalten der Entladung sowie das Öffnen des Spalts, durch den das Licht der Lichtquelle in die Röhre dringt, wird automatisch durch eine mechanische Einrichtung oder eine „KERR-Zelle" bewerkstelligt. Die Zeit zwischen dem Abschalten der Entladung und dem Öffnen des Spalts wird allmählich vergrößert, bis sie einen Wert erreicht, bei dem die entsprechenden Linien gänzlich verschwinden. Diese letzte Zeitspanne τ entspricht

der Verweilzeit des Atoms im metastabilen Zustand. Den Wert τ nennt man *Lebensdauer* des metastabilen Atoms.

Wie Versuche zeigten, ist die Lebensdauer der verschiedenen metastabilen Zustände ein und desselben Atoms verschieden. So betragen z. B. die metastabilen Zustände des Neons für den Zustand $^3P_0$ $^1/_{2000}$ s und für den Zustand $^3P_2$ $^1/_{240}$ s. Die Größenordnung des Wertes τ ist nach den recht gut übereinstimmenden Angaben verschiedener Untersuchungen für die einzelnen Fälle gleich ein Zehntausendstel, Tausendstel und sogar Hundertstel einer Sekunde [693, 714].

§ 4. Unelastische Stöße zweiter Art

Beim Übergang des Atoms aus dem beim Stoß mit einer anderen Partikel entstandenen metastabilen Zustand in den Normalzustand begegnen wir einem neuen Elementarprozeß im Gas, den man *unelastischen Stoß zweiter Art* nennt. Die Vorstellung über die Notwendigkeit der Existenz von Stößen zweiter Art wurde von Klein und Rosseland [694] aus theoretischen Erwägungen bei der Betrachtung der Gleichgewichtsbedingungen in einem Gas, in dem ständig Wechselwirkungsprozesse zwischen den Atomen einerseits, der Lichtstrahlung und den freien Elektronen andererseits stattfinden, eingeführt. Solche Gleichgewichtszustände können bei hohen Temperaturen im Gas experimentell beobachtet werden (isothermes Plasma; siehe Kap. XV). Um das Gleichgewicht nicht zu unterbrechen sowie wegen der Konstanz der Konzentration beliebiger Partikel und ihrer Geschwindigkeitsverteilung, müßte im Gas gleichzeitig mit jedem der verschieden gearteten elementaren Ionisationsprozesse, der Anregung, der Strahlung usw., auch ein dem ersten gerade entgegengesetzter Prozeß stattfinden. So würde z. B. bei einer einseitig vor sich gehenden Anregung der Gaspartikel durch Elektronenstöße die Konzentration der schnellen Elektronen ununterbrochen abnehmen. In Wirklichkeit wird im Gleichgewichtsfall die Anzahl der schnellen Elektronen auf Kosten derjenigen Stöße ausgeglichen, bei denen die Anregungsenergie der Gaspartikel den mit ihnen in Wechselwirkung stehenden langsamen Elektronen mitgeteilt wird, während die Strahlungsenergie der angeregten Partikel durch Absorption der Atome und durch unangeregte Gaspartikel ausgeglichen wird. Die Notwendigkeit des Verlaufs eines beliebigen Elementarprozesses sowohl in der einen als auch in der anderen Richtung des sich im Gleichgewichtszustand befindenden Gases (wobei insgesamt die Wirkung jedes Elementarprozesses durch eine gerade entgegengesetzte Wirkung ausgeglichen wird) ist der Inhalt des Prinzips vom *detaillierten Gleichgewicht.*

In den elektrischen Entladungen ist das Gas nie vollkommen im thermodynamischen Gleichgewicht. In jedem Zentimeter der Entladungsröhre erhält das Gas in einer Sekunde so viel elektrische Energie, wie das Produkt aus dem Potentialgradienten in der Entladung und der Entladungsstromstärke ausmacht. Im stationären Zustand wird die gleiche Energiemenge nach außen als Gasstrahlung und Strahlung der Röhrenwandungen durch Wärmeleitung und Konvektion abgegeben. Das detaillierte Gleichgewicht der Prozesse in beiden Richtungen gilt in einem solchen Fall schon nicht mehr. So findet z. B. die Entstehung von positiven Ionen und freien Elektronen im Gasvolumen, ihr Verschwinden dagegen an den Röhrenwandungen statt. Die Natur eines jeden Prozesses sowie die Bedingungen seines Ablaufs bleiben jedoch unverändert. Insbesondere hängt die

Wahrscheinlichkeit der Realisierung eines beliebigen Prozesses bei entsprechendem Stoß sowohl von den die Wahrscheinlichkeit bestimmenden Bedingungen (Relativgeschwindigkeit der Partikel u. ä. m.) als auch von den Gleichgewichtsbedingungen ab. Diese Betrachtungen gestatteten KLEIN und ROSSELAND, die Wahrscheinlichkeit von Stößen zweiter Art quantitativ zu behandeln.

Wir betrachten den Anregungsprozeß der Gaspartikel vor Erreichung eines Zustandes a mit der Anregungsenergie $\mathcal{E}_a$ durch Elektronen, die eine Energie $\mathcal{E}_1$ besitzen (genauer: zwischen $\mathcal{E}_1$ und $\mathcal{E}_1 + d\mathcal{E}$). Wir bezeichnen die Anregungswahrscheinlichkeit mit $w(\mathcal{E}_1) \cdot d\mathcal{E}$. Nach dem unelastischen Stoß erster Art wird die Elektronenenergie $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_a$ betragen. Als dazu umgekehrter Prozeß wird der unelastische Stoß zweiter Art des die Energie $\mathcal{E}_2$ (genauer: von $\mathcal{E}_2$ bis $\mathcal{E}_2 + d\mathcal{E}$) besitzenden Elektrons mit der sich im Zustand a befindenden angeregten Gaspartikel gelten. Die Abgabe der Anregungsenergie $\mathcal{E}_a$ an das Elektron wird dazu führen, daß seine kinetische Energie nach dem Stoß $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_a$ beträgt. Die Wahrscheinlichkeit solcher Stöße kennzeichnen wir durch $w'(\mathcal{E}_2)d\mathcal{E}$, und die Konzentration der Elektronen mit der kinetischen Energie $\mathcal{E}_1$ und $\mathcal{E}_2$ kennzeichnen wir durch dn_1 und dn_2. Die Anzahl der Anregungsvorgänge, die in einem Gasvolumen in der Zeiteinheit stattfindet, ist gleich der Stoßzahl N_1 der Elektronen mit einer Energie $\mathcal{E}_1$ mit den nicht angeregten Gaspartikeln, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit $w(\mathcal{E}_1)d\mathcal{E}$. Ebenso ist die Anzahl der unelastischen Stöße zweiter Art in dem gleichen Volumen und in der gleichen Zeit der entsprechenden Stoßzahl N_2 gleich, multipliziert mit $w'(\mathcal{E}_2)d\mathcal{E}$. Setzen wir voraus, daß die Stoßzahlen N_1 und N_2 proportional $dn_1 n$ und $dn_2 n_a$ sind (k ist ein Proportionalitätsfaktor), n ist die Konzentration der unangeregten und n_a die Konzentration der angeregten Gaspartikel, so kommen wir unmittelbar zu der von KLEIN und ROSSELAND im Jahre 1921 [694, 675] aufgestellten Beziehung

$$k\,dn_1 n w(\mathcal{E}_1) = k\,dn_2 n_a w'(\mathcal{E}_2) \tag{177}$$

oder

$$dn_1 n w(\mathcal{E}_1) = dn_2 \cdot n_a w'(\mathcal{E}_2). \tag{178}$$

Die später entdeckte Abhängigkeit der freien Weglänge des Elektrons von der Geschwindigkeit sowie die elementaren Überlegungen, daß sogar die gaskinetischen Querschnitte der unangeregten und der angeregten Gaspartikel verschieden sein können, führen jedoch dazu, daß der Proportionalitätsfaktor k im linken und im rechten Teil des Ausdruckes (177) verschiedene Werte besitzen kann.

Man kann dieses Problem exakter behandeln. An Stelle der einfachen Wahrscheinlichkeiten $w(\mathcal{E}_1)$ und $w'(\mathcal{E}_2)$, die sich auf die einzelnen Stöße beziehen, erweist es sich als zweckmäßiger, den *Wirkungsquerschnitt* q der Gaspartikel *für den betrachteten Prozeß* einzuführen, da dieser Wert sowohl die Wahrscheinlichkeit $w(\mathcal{E})$ als auch die oben erwähnten Umstände wiedergibt ([1], S. 97—99). Da eine solche Präzisierung im wesentlichen nichts Neues zur Vorstellung über unelastische Stöße zweiter Art beiträgt, werden wir uns hier der Einfachheit halber auf die vereinfachte Berechnung von KLEIN und ROSSELAND beschränken.

Im Gleichgewichtszustand des ionisierten Gases drückt man die Energieverteilung der Elektronen durch das MAXWELLsche Gesetz aus. Deshalb haben wir für dn_1:

$$dn_1 = \frac{2\,n_e}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} \mathcal{E}_1^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\mathcal{E}_1}{kT}} d\mathcal{E}, \tag{179}$$

und für dn_2

$$dn_2 = \frac{2 n_e}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} \mathcal{E}_2^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\mathcal{E}_2}{kT}} d\mathcal{E}, \tag{180}$$

wobei n_e die Konzentration der freien Elektronen und T die Temperatur der MAXWELLschen Verteilung ist. Andererseits ist unter denselben Bedingungen des thermodynamischen Gleichgewichtes nach dem BOLTZMANNschen Theorem

$$n_a = \frac{g_2}{g_1} n e^{-\frac{\mathcal{E}_a}{kT}} = \frac{g_2}{g_1} n e^{-\frac{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2}{kT}}, \tag{181}$$

wobei g_1 und g_2 die statistischen Gewichte des Grund- und des angeregten Zustandes sind. Berücksichtigen wir die Beziehungen (179), (180), (181) und (178), so finden wir

$$\frac{dn_1 n w(\mathcal{E}_1)}{dn_2 n_a w'(\mathcal{E}_2)} = \frac{g_2 e^{-\frac{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2}{kT}} e^{-\frac{\mathcal{E}_1}{kT}}}{g_1 e^{-\frac{\mathcal{E}_2}{kT}}} \cdot \frac{\mathcal{E}_1^{\frac{1}{2}}}{\mathcal{E}_2^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{w(\mathcal{E}_1)}{w'(\mathcal{E}_2)},$$

bzw. nach Kürzung

$$g_1 w(\mathcal{E}_1) \mathcal{E}_1^{\frac{1}{2}} = g_2 w'(\mathcal{E}_2) \mathcal{E}_2^{\frac{1}{2}}. \tag{182}$$

Die Einführung des Begriffes des Wirkungsquerschnittes q_{12} der Gaspartikel für Stöße erster Art und q_{21} für Stöße zweiter Art führt zu einem ähnlichen Ausdruck ([1], S. 97—99):

$$g_1 q_{12} \mathcal{E}_1 = g_2 q_{21} \mathcal{E}_2. \tag{183}$$

Die Gleichung des detaillierten Gleichgewichts in Form von (182) oder (183) führt sofort zu der Schlußfolgerung, daß die Wahrscheinlichkeiten der Prozesse in beiden Richtungen eng miteinander verbunden sind. Das gleiche gilt auch in bezug auf die Wirkungsquerschnitte der Gaspartikel in beiden Fällen. Wenn ferner die Elektronenenergie $\mathcal{E}_1$ beim Stoßprozeß erster Art die Anregungsenergie $\mathcal{E}_a$ nur sehr wenig übertrifft, so ist $\mathcal{E}_2$ sehr klein, da $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_a$. Daher folgt aus (182) und (183), wenn bei Stößen zweiter Art die Geschwindigkeit der freien Elektronen vor dem Stoß sehr gering ist, daß die Wahrscheinlichkeit der Stöße zweiter Art und der Wirkungsquerschnitt der Gaspartikel für diesen Prozeß sehr groß ist.

Unelastische Stöße zweiter Art finden nicht nur bei Zusammenstößen der Elektronen mit den angeregten Gaspartikeln, sondern auch mit anderen Partikeln statt. Die Existenz unelastischer Stöße zweiter Art, die zu einer Beschleunigung der freien Elektronen im Gas führt, ist anschaulich durch die Versuche von LEIPUNSKI und LATYSCHEW ([695], S. 100) bewiesen worden. Die Versuchsanordnung ist ähnlich der von FRANCK und HERTZ mit zwei Gittern (Abb. 87). Der Versuch wurde mit Quecksilberdampf ausgeführt. Zwischen Kathode und erstem Gitter N_1 wurde eine Spannung U gelegt, die kleiner war als das erste Anregungspotential des Quecksilbers. Die Elektronen vollführen lediglich elastische Stöße. Zwischen dem zweiten Gitter N_2 und der Platte P wurde eine Gegenspannung angelegt, die ein wenig größer als U war. Die Platte P lag auf einem niedrigeren Potential als die Kathode, so daß kein einziges Elektron auf sie traf. Beim Bestrahlen des Quecksilberdampfes zwischen den Gittern N_1 und N_2 wurden jedoch durch die Strahlung eines

Quecksilberlichtbogens metastabile Zustände der Quecksilberatome hervorgerufen, die eine Energie von 4,7 eV besaßen. Infolge der Stöße metastabiler Quecksilberatome mit den Elektronen fanden Stöße zweiter Art statt. Man war daher genötigt, um ein Auftreffen von Elektronen auf die Platte P zu unterbinden, damit das Instrument im Stromkreis dieser Platte keinen Strom anzeigt, zwischen das Gitter N_2 und die Platte ein Gegenpotential zu legen, das den absoluten Betrag des elektronenbeschleunigenden Potentials zwischen Kathode und dem Gitter N_1 übertrifft und nicht weniger als 4,7 V beträgt.

Die Zunahme der Elektronenenergie durch Stöße zweiter Art muß in einer Reihe von Fällen bei Gasentladungen berücksichtigt werden, so z. B. bei der Deutung der relativen Strahlungsintensität dieser oder jener Spektrallinien. Wenn die mit der angeregten Partikel zusammenstoßende Partikel ein Elektron ist, so kann ihm die Energie lediglich in Form von Bewegungsenergie mitgeteilt werden. Ist die andere stoßende Partikel ein Atom, das für die Anregung oder Ionisierung eine geringere Energie benötigt als die potentielle Energie derjenigen angeregten Partikel, mit der das Atom zusammenstößt, so wird als Folge dieses Stoßes zweiter Art das Atom angeregt bzw. ionisiert werden. Beim unelastischen Stoß erster Art wird zur Anregung oder Ionisierung der anderen Partikel die kinetische Energie der mit derselben in Wechselwirkung stehenden ersten Partikel verbraucht. Bei unelastischen Stößen zweiter Art wird der anderen Partikel die potentielle Energie der ersten Partikel in Form von potentieller oder kinetischer Energie übergeben.

Ein anschaulicher Beweis für die Existenz von Stößen zweiter Art ist die Erscheinung der *sensibilisierten Fluoreszenz*. Fällt auf Quecksilberdampf, der sich in irgendeinem Gefäß befindet, ultraviolettes Licht der Wellenlänge 2536,7 Å, die der Resonanzstrahlung des Quecksilbers entspricht, so beginnt der Quecksilberdampf selbst Licht von gleicher Wellenlänge auszustrahlen. Mischt man den Quecksilberdampf mit Thalliumdampf und beleuchtet das Gemisch mit irgendeinem monochromatischen Licht, so kann selbst dann kein Leuchten des Thalliumdampfes beobachtet werden, wenn man mit Hilfe einer Thalliumdampfentladung selbst belichtet. Sobald die Röhre jedoch mit der Resonanzstrahlung des Quecksilbers von 2536,7 Å beleuchtet wird, erscheint ungeachtet der sehr geringen Menge von Thalliumdampf grünes Licht, das der grünen Linie im Thalliumspektrum entspricht. Die Resonanzstrahlung regt die Quecksilberatome an. Die angeregten Quecksilberatome regen ihrerseits durch Stöße zweiter Art die Thalliumatome an, und die angeregten Thalliumatome kehren spontan in den Grundzustand zurück und strahlen die grüne Thalliumlinie aus. Über ähnliche Versuche zur sensibilisierten Fluoreszenz des Kaliums siehe [715].

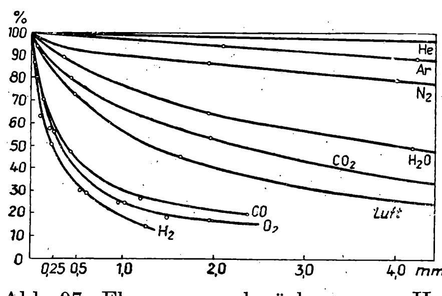


Abb. 97. Fluoreszenzschwächung von Hg-Dampf durch verschiedene Gase in Abhängigkeit von ihrem Partialdruck

Bei der gewöhnlichen Fluoreszenz von Natrium- oder Quecksilberdampf treten die Stöße zweiter Art bei der *Fluoreszenzschwächung* in Erscheinung. Diese Er-

scheinung besteht darin, daß bei Beimischung fremder Gase zum Dampf des Quecksilbers oder Natriums die vom fluoreszierenden Dampf ausgestrahlte Lichtintensität mit zunehmendem Druck der Beimischung abnimmt. Bei der Druckvergrößerung wächst die Stoßzahl der Quecksilber- oder Natriumatome mit den Fremdatomen, und damit wächst auch die Wahrscheinlichkeit für Stöße zweiter Art. Zur Veranschaulichung können dafür die Kurven (Abb. 97) dienen, die sich auf Quecksilberdampf beziehen. Auf der Abszissenachse ist der Druck der Beimischung aufgetragen, auf der Ordinatenachse die Intensität des Fluoreszenzlichtes, wobei die Intensität ohne jede Beimischung zu $100^0/_0$ angenommen wurde. Den Ausdruck „Schwächung" verwendet man nicht nur in bezug auf die Fluoreszenz. Unter Schwächung versteht man jede beliebige Konzentrationsverminderung angeregter, darunter auch metastabiler Atome durch unelastische Stöße zweiter Art, unabhängig davon, zu welchen Folgen eine solche Verminderung führen könnte.

Sind Atome in metastabilem Zustand im Gas vorhanden, so wächst die Wahrscheinlichkeit der Stöße zweiter Art. Daher spielen die metastabilen Zustände in den Gasentladungserscheinungen eine große Rolle. Die Diskussion (oder eingehende Prüfung) der hier betrachteten Erscheinungen werden wir in den entsprechenden Kapiteln durchführen (z. B. den Einfluß der metastabilen Atome auf das Zündpotential, den sogenannten Penning-Effekt [696]). Über unelastische Stöße zweiter Art siehe [754].

§ 5. Ionisierung bei Stößen positiver Ionen mit Gaspartikeln

Die Gasentladungstheorie zieht die Ionisierungsmöglichkeit der Gasatome durch Ionenstöße in Betracht. Es ist festgestellt worden, daß bei den geringen Geschwindigkeiten, die die positiven Ionen in den meisten Fällen in der Gasentladung besitzen, ihre Ionisierungsfähigkeit in bezug auf die Moleküle desselben Gases sehr gering ist. Andererseits verursachen die schnellen α-Teilchen eine starke Ionisierung desjenigen Gases, das sie durchlaufen.

Es dauerte recht lange, bis es gelang, für die positiven Ionen ein Analogen zum Ionisierungspotential beim Elektronenstoß festzustellen. Danach ermittelte man gewisse Daten [716], spätere Forschungen mit empfindlicheren Apparaturen ergaben für den Beginn der Ionisierung durch Stöße positiver Ionen niedrigere Werte für die kinetische Energie der positiven Ionen [717—724, 726—728].

Zur Veranschaulichung der Größenordnung der betrachteten Erscheinung führen wir eine Zahlenreihe an, die die Anzahl der Ionisierungsakte auf 1 cm Weg des Na^+-Ions bei einer Geschwindigkeit, die einer Potentialdifferenz von 750 V und dem Gasdruck von 0,01 Torr entspricht, angibt:

Ar	Ne	N_2	H_2	Luft
0,06288	0,00112	0,00124	0,0000	0,06098

Die Ionisierung des Gases durch seine eigenen Ionen ist außerordentlich gering [729, 730, 740, 741, 756, 757].

Beim Stoß mit den Atomen und Molekülen verursachen die positiven Ionen ebenfalls eine Anregung [732—738, 743—749]. Das gleiche können auch die schnellen neutralen Atome bewirken, die als Folge eines Umladungsprozesses entstehen.

Die Ungenauigkeit des Ionisierungspotentials sowie die geringe Wirksamkeit der Ionisierung beim Stoß positiver Ionen mit neutralen Partikeln des Gases finden in folgenden Umständen ihre Erklärung. Die Bewegung zweier im Gas zusammenstoßender Partikel, vom Zeitpunkt, der ihrer unmittelbaren Wechselwirkung vorangeht, bis zur Beendigung derselben, kann man als Bewegung eines isolierten Systems ansehen. Die Bewegung dieses Systems besteht in der Bewegung seines Schwerpunktes und der Bewegung jeder der Partikel in bezug auf diesen. Nach den Gesetzen der Mechanik bleibt die Bewegung des Schwerpunktes unverändert. Die Anregung oder Ionisierung einer Partikel durch einen Stoß stellt einen Übergang von kinetischer in potentielle Energie innerhalb des Systems dar und kann nicht auf Kosten der Bewegungsenergie des Schwerpunktes stattfinden. Nehmen wir zur Vereinfachung der Berechnung an, die erste Partikel mit der Masse m_1 bewege sich bis zum Stoß mit einer Geschwindigkeit v_1, die andere mit der Masse m_2 sei in dem Koordinatensystem, auf das wir die Bewegung jeder Partikel und ebenfalls die Bewegung ihres Schwerpunktes beziehen, unbewegt. Den Stoß wollen wir als zentralen Stoß ansehen. Den Koordinatenanfangspunkt setzen wir in das Zentrum der ruhenden Partikel. Die Entfernung der Partikelzentren voneinander bis zum Stoß im beliebigen Zeitpunkt bezeichnen wir mit r, die Entfernung des Systemschwerpunktes vom Koordinatenanfang — von dem Zentrum der anderen Partikel — kennzeichnen wir durch x. Dann erhalten wir bekanntlich

$$x = r \frac{m_1}{m_1 + m_2}. \tag{184}$$

Die Geschwindigkeit der ersten Partikel bis zum Stoß beträgt $v_1 = \frac{dr}{dt}$. Die Geschwindigkeit des Schwerpunktes beider Partikel sowohl vor als auch nach dem Stoß wird

$$\frac{dx}{dt} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{dr}{dt}$$

betragen. Die kinetische Energie K beider Partikel zusammengenommen bis zum Stoß beträgt $\frac{m_1 v_1^2}{2}$. Die vorwärtsschreitende Bewegung des Systemschwerpunktes wird

$$\frac{1}{2}(m_1 + m_2)\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)\left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1\right)^2 = \frac{1}{2}\frac{m_1^2 v_1^2}{m_1 + m_2} =$$

$$= \frac{m_1}{m_1 + m_2}\frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} K \tag{185}$$

betragen. Dieser Teil der gemeinsamen Energie K behält unverändert die Form der kinetischen Energie des gesamten Systemschwerpunktes. Folglich ist der größtmögliche Teil der kinetischen Energie des Systems, der zur Anregung bzw. Ionisierung aufgewandt werden kann, gleich

$$\left(1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2}\right) K = \frac{m_2}{m_1 + m_2} K. \tag{186}$$

Beim Stoß des Elektrons mit der Gaspartikel ist der Faktor $m_2/(m_1 + m_2)$ annähernd Eins, die kinetische Energie des Elektrons kann beim unelastischen Stoß erster Art fast gänzlich in potentielle Anregungs- oder Ionisierungsenergie übergehen. Beim Stoß des positiven Ions irgendeines Gases mit einer neutralen Partikel

des gleichen Gases ist m_1 sehr nahe m_2, der Faktor $m_2/(m_1 + m_2)$ beträgt beinahe $\frac{1}{2}$, und im Mittel wird nur ein verhältnismäßig geringer Teil der kinetischen Energie des positiven Ions zur Anregung bzw. Ionisierung aufgewandt.

Der unelastische Stoßprozeß des positiven Ions unterscheidet sich vom gleichen Stoß des Elektrons dadurch, daß bei ein und demselben Vorrat an kinetischer Energie die Geschwindigkeit des Elektrons wegen seiner kleinen Masse um ein Vielfaches die Geschwindigkeit des positiven Ions übertrifft. Daher kann sich das schnelle Elektron in der Zeit, in der es seinen Energieteil der neutralen Gaspartikel überträgt, wieder entfernen, während der von der neutralen Partikel erworbene Energieüberschuß un-

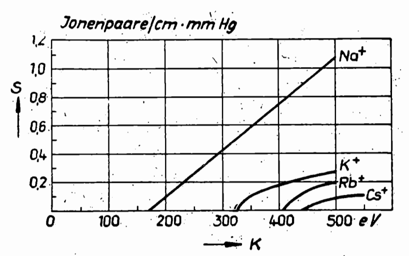


Abb. 98. Differentiale Ionisierung s durch Ionenstrahlen der Alkalimetalle in Neon von 1 Torr und 0°C in Abhängigkeit von der Ionenenergie K

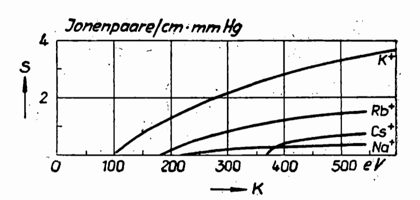


Abb. 99. Differentiale Ionisierung s durch Ionenstrahlen der Alkalimetalle in Argon von 1 Torr und 0°C in Abhängigkeit von der Ionenenergie K

weigerlich zur Veränderung seines energetischen Zustandes führt. Umgekehrt werden infolge der bedeutend geringeren Geschwindigkeit des positiven Ions sowohl seine Elektronen als auch die in den Bestand der Partikel, mit der das Ion zum Stoß kommt, eingehenden Elektronen eine größere Anzahl Bahnen um den entsprechenden Kern beschreiben. Anders ausgedrückt: Sowohl die neutrale Partikel als auch das Ion werden der Einwirkung des sich nur *langsam verändernden* elektrischen Feldes unterworfen, was einen bedeutenden Einfluß auf die Lage der Energieniveaus im Atom und Ion nach sich zieht. Daher kann sich die Lage dieser Niveaus verändern, und es kann geschehen, daß der Übergang eines Elektrons auf ein höheres Niveau durch Annäherung dieser Niveaus erleichtert wird und eine Anregung oder Ionisierung der neutralen Partikel stattfindet. Die Anregung bzw. Ionisierung durch ein Ion ist wegen der überschüssigen positiven Ladung schwieriger. In den meisten Fällen werden jedoch bei beginnender Entfernung des Ions von der Partikel die Elektronensysteme in den Grundzustand zurückkehren, und die von ihnen vorübergehend er-

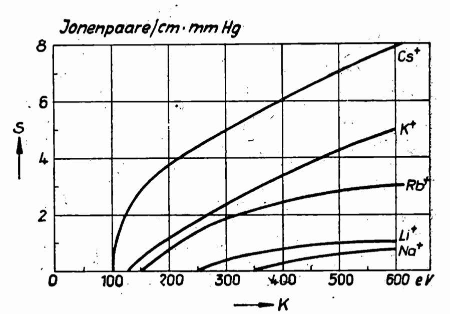


Abb. 100. Differentiale Ionisierung s durch Ionenstrahlen der Alkalimetalle in Xenon von 1 Torr und 0°C in Abhängigkeit von der Ionenenergie K

worbene überschüssige potentielle Energie wird in kinetische Energie ihrer Relativbewegung übergehen. Bei der Wechselwirkung des Ions mit der neutralen Partikel ist die Energie zur „Deformierung“ ihrer Struktur auf Partikel und Ion verteilt, was im Falle des Elektronenstoßes nicht der Fall ist. Deshalb ist im Vergleich zum letztgenannten Fall die Wahrscheinlichkeit einer Ionisierung oder Anregung geringer.

Für Anregungs- und Ionisierungsvorgänge durch positive Ionen existieren analog den Anregungen und Ionisierungen durch Elektronen eigene Funktionen oder Ionisierungswahrscheinlichkeiten, an deren Stelle wiederum zweckmäßig die Größe des Wirkungsquerschnittes der Gaspartikel in bezug auf jeden der vorliegenden Prozesse einzuführen ist. Diese noch wenig untersuchten Wirkungsquerschnitte sind Energiefunktionen des positiven Ions. Zur Veranschaulichung bringen wir in den Abb. 98, 99 und 100 die Kurven der differentialen Ionisierung von Edelgasen durch Alkalimetallionen [750].

Unter den gewöhnlichen Bedingungen einer Gasentladung hat die Ionisierung durch Stöße positiver Ionen im Gasvolumen nur untergeordnete Bedeutung. Bedeutend größer ist die Ionisierung durch sehr schnelle vergleichsweise leichte Ionenstrahlen im Gas: der Protonen, Deuteronen und α-Teilchen. Einige quantitative Daten finden sich im § 4 des Kapitels VII. Literatur zu Kapitel VI siehe [760—771, 2473].

VII. Ionisierung und Anregung durch Strahlungsabsorption. Thermische Ionisierung und thermische Anregung. Andere Volumenprozesse der Ionisierung und Anregung von Gasen

§ 1. Volumen-Photoionisation des Gases

Die Ionisierung von Gasen bei Absorption eines Strahlungsquants durch eine Gaspartikel wird die *Photoionisation des Gases* oder der Volumen-Photoeffekt in Gasen genannt. Der Volumen-Photoeffekt findet nicht nur unter der Wirkung kurzwelliger Strahlung statt, die das Gas von außen durchdringt, sondern auch unter der Wirkung der Strahlung, die im Innern eines Gases erzeugt wird, in dem eine Entladung vor sich geht. Auf die Existenz einer solchen kurzwelligen Strahlung in der Entladung wurde schon vor langer Zeit hingewiesen [772]. Die bedeutende Rolle des Volumen-Photoeffektes im Gas bei gewissen Entladungstypen wurde jedoch erst unlängst bei Versuchen zur Deutung des Mechanismus der sogenannten positiven Korona und bei einer neuen Theorie der Funkenentladung — der Theorie des Funkenkanals — aufgedeckt.

Der einfachste Fall einer Photoionisation im Volumen findet sich bei der Absorption eines Lichtquants durch das Atom oder Molekül mit einer Energie, die der Beziehung

$$h\nu \geqq eU_i \tag{187}$$

entspricht. Das kleinste Ionisierungspotential besitzt das Cäsiumatom. Dieses Ionisierungspotential beträgt 3,88 Volt und entspricht der Energie eines ultravioletten

Lichtquants mit einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 3184$ Å. Diese Grenzwellenlänge λ_0, die dem Ionisierungspotential entspricht, kann leicht nach der Formel

$$\lambda_0 = \frac{12340}{U_i} \tag{188}$$

in Ångström für ein beliebiges Gas errechnet werden. In diesem Ausdruck ist U_i das Ionisierungspotential des Gases in Volt. Formel (188) ergibt sich aus der Beziehung

$$h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = U_i e\,. \tag{189}$$

Aus dem soeben Dargelegten geht hervor, daß die einfache Photoionisation im Volumen für den Fall eines beliebigen Gases oder Dampfes nicht bei sichtbarem Licht vor sich gehen kann. Im Falle solcher Gase wie Stickstoff, Sauerstoff, Wasserstoff ist eine Bestrahlung mit einer in der Tabelle 9 angeführten oder einer noch kürzeren Wellenlänge erforderlich.

Tabelle 9

Ionisierungsarbeit für die Bestandteile der Luft und einiger anderer Gase in eV und die theoretische langwellige Grenze der Volumen-Photoionisation in Å

(a) nach [4], Bd. I, S. 67; (b) nach [365], S. 258

Gas	Ionisierungsarbeit [eV]	Langwellige Grenze λ_0 [Å]	Gas	Ionisierungsarbeit [eV]	Langwellige Grenze λ_0 [Å]
N_2 (a)	15,8	780	H_2 (a)	15,4	800
N (a)	14,5	850	H (a)	13,5	910
O_2 (a)	12,5	900	He (a)	24,5	505
O (a)	13,5	910	Ar (a)	15,7	785
H_2O (b)	13,2	940	Ne (a)	21,5	570
CO_2 (b)	14,3	860	Kr (a)	14,0	880
			Xe (a)	12,1	1020
CO (b)	14,1	880	Cl_2 (b)	13,2	940
NO (b)	9,5	1300	Br_2 (b)	12,8	670
CH_4 (b)	14,4	840	J_2 (b)	10,0	1230
C_2H_6 (b)	12,8	970	HCl (b)	13,8	890
C_2H_4 (b)	12,2	1010	HBr (b)	13,2	940
C_2H_2 (b)	12,3	1000	HJ (b)	12,8	970
NH_3 (b)	11,1	1110	H_2S (b)	10,4	1190

Ähnlich wie die Ionisierungswahrscheinlichkeit durch unelastische Stöße erster Art, die eine Funktion der kinetischen Energie der Elektronen ist, existiert für den Prozeß der Photoionisierung des Gases eine bestimmte Wahrscheinlichkeit, die von der Natur des Gases und von der Wellenlänge des Lichtquants (von der Energie $h\nu$ des Lichtquants) abhängt. Zur Veranschaulichung bringen wir in Abb. 101 die spektrale Verteilung der Photoionisierung in Cäsiumdampf, die nach [774] bei einem Dampfdruck entsprechend einer Temperatur von 182° C und 230° C aufgenommen worden ist. Wie diese Abbildung zeigt, kann die Kurve für die Wahrscheinlichkeit der Photoionisierung des Gases in Abhängigkeit von der Energie der Lichtquanten

eine komplizierte Form besitzen. Diese Wahrscheinlichkeit kann auch bei Wellenlängen, die größer sind als jene nach Beziehung (187), nicht Null sein. Die Beziehung (187) wurde vor allem für Alkalimetalldämpfe geprüft (großes λ_0). Die Beobachtung und Messung des Volumen-Photoeffektes in diesen Dämpfen ist mit einigen Schwierigkeiten verbunden. Die Alkalimetalldämpfe bilden auf der Elektrodenoberfläche dünne Filme, die die Austrittsarbeit stark herabsetzen. Die Grenze des äußeren

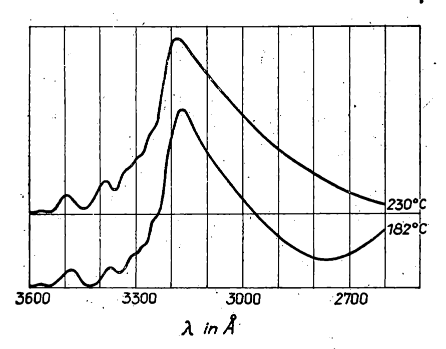


Abb. 101. Die spektrale Verteilung der Photoionisierung in Cäsiumdampf

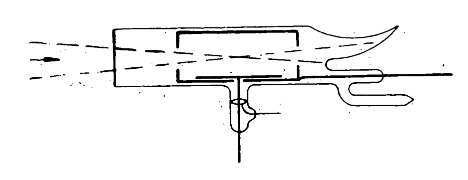


Abb. 102. Schematische Darstellung eines Gerätes zur Beobachtung der Volumen-Photoionisierung

Photoeffektes einer solchen Kathode liegt im Gebiet bedeutend längerer Wellen, als es der Beziehung (187) entspricht. Die Volumen-Photoionisierung wird durch den äußeren Photoeffekt der Kathode überdeckt. Deshalb muß bei Versuchen zum Photoeffekt in Gasen eine Anordnung benutzt werden, bei der die Strahlung nicht auf die Kathode gelangen kann. In Abb. 102 ist das Schema einer solchen Apparatur gezeigt [773]. Die in die Apparatur einfallenden Strahlen können nach der Durchquerung des Ionisierungsraumes nicht auf die Elektroden gelangen, sondern enden in der „Lichtfalle", die dem Strahleneintrittsfenster gegenüberliegt, und werden zerstreut.

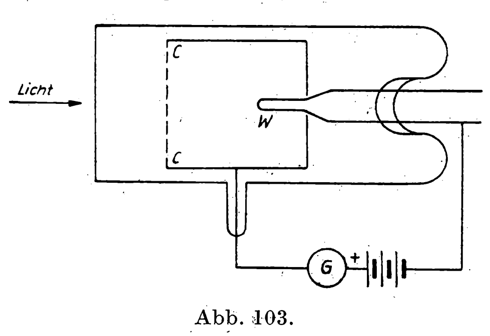


Abb. 103.

Eine bedeutend empfindlichere Methode zur Untersuchung der Volumen-Photoionisierung beruht auf der Zerstreuung negativer, strombegrenzender Raumladungen durch positive Ionen [774]. Die Schaltung der Anordnung ist in Abb. 103 dargestellt; W ist ein fremdgeheizter Wolframdraht, C C das Gitter, G ein Galvanometer. Die Spannung zwischen Kathode und Anode entspricht einem Punkt der Strom-Spannungs-Charakteristik, in dem diese eine große Steilheit besitzt. Das Auftreten positiver Ionen bei der Bestrahlung des im Gefäß befindlichen Alkalidampfes oder Gases ruft eine Vergrößerung der Feldstärke an der Kathode W sowie ein Anwachsen des Elektronenstromes hervor. Dieses Anwachsen ist deshalb von Bedeutung, weil

sich die Ionen viel langsamer als die Elektronen im Felde bewegen. Bis ein Ion die Kathode zu erreichen vermag, um sich dort zu neutralisieren, befreit das von ihm aufgebaute zusätzliche Feld eine große Anzahl Elektronen aus der die Kathode umgebenden Elektronenwolke.

Die mit der obigen wie auch mit anderen Methoden [772—788] durchgeführten Untersuchungen haben für die aus Formel (187) zu erwartende langwellige Grenze der Volumen-Photoionisierung für Cäsium $\lambda = 3184$ Å, für Rubidium $\lambda = 2968$ Å und für Kalium $\lambda = 2856$ Å ergeben. Bei diesen Wellenlängen steigt der Strom im Meßinstrument stark an. Im Zusammenhang damit zeigte sich jedoch, daß eine Photoionisierung des Gases auch bei Einstrahlung längerer Wellen eintritt, als dies der Beziehung (187) entspricht. Bei Kalium zeigte sich der letztere Effekt dermaßen stark, daß es lange Zeit nicht gelingen wollte, die gesuchte langwellige Grenze bei 2856 Å herauszufinden. Es zeigte sich, daß in einer ganzen Reihe von Fällen der Volumen-Photoionisierung kompliziertere Prozesse auftreten als nur ein gewöhnliches Abtrennen des Valenzelektrons vom Atom. Diese Komplikationen können verschiedener Art sein. So besitzen gewisse von MOHLER, FOOTE und CHENAULT [774] aufgenommene Stromkurven Spitzen, die genau den Linien der Hauptserie des Cäsiums entsprechen (Abb. 104). Das führt zu der Annahme, daß ursprünglich nur eine Anregung des Cäsiumatoms und nicht eine Ionisierung stattfindet. Danach erhält das angeregte Atom einen zusätzlichen Energiebetrag, der zur Vollendung der Stufenionisation über irgendeinen anderen Elementarprozeß bei den Wechselwirkungen des angeregten Atoms mit anderen Partikeln führt. Bei Cäsiumdampf zwingen die Untersuchungen der Abhängigkeit der Photoionisierung von der Intensität der einwirkenden Strahlung, der Gasdichte, der Elektronenstromdichte und der Temperatur auf die Voraussetzung einzugehen, daß das angeregte Cäsiumatom mit dem nichtangeregten reagiert und zusammen mit ihm ein Molekül aus zwei Atomen bildet. Hierbei ist die Ionisierungsenergie des Moleküls geringer als die Anregungsenergie des Atoms. Die Bildung von Molekülen und ihre Existenz in von Natur aus einatomigen Gasen spielt im allgemeinen bei der Stufenphotoionisation eine wesentliche Rolle.

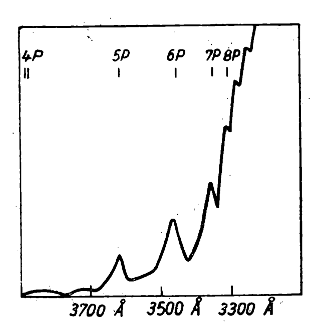


Abb. 104. Photoionisierung durch Einstrahlung einer Welle, deren Wellenlänge größer ist als die langwellige Grenze, sowie das Auftreten der einzelnen Anregungsstufen

Durch die gleichen mehr oder weniger komplizierten Stufenprozesse erklärt sich auch die experimentell erhärtete Ionisation von Quecksilberdampf bei der Absorption der Resonanzlinie des Quecksilberspektrums von 2537 Å [789—792]. Es wird vorausgesetzt, daß zuerst die Bildung von zwei angeregten Quecksilberatomen stattfindet, wobei sich das eine Atom im Zustand $6^3\,P_1$ ($U_a = 4{,}9$ Volt), das andere im metastabilen Zustand $6^3\,P_0$ ($U_a = 4{,}7$ Volt) befindet; sodann bilden diese Atome ein Quecksilbermolekülion Hg_2^+ mit einem Ionisierungspotential von annähernd 9,6 Volt.

Noch komplizierter ist das Problem bei der Ionisierung von Luft durch ultraviolette Strahlen. Enthält die Luft kleine feinverteilte Staubteilchen, so kann die Ionisierung auf den äußeren Photoeffekt zurückzuführen sein, der auf der Oberfläche der Staubteilchen stattfindet. Diese Fehler entdeckte man durch die Messung der

Bewegung der positiven Ladungsträger. Ihre Beweglichkeit erwies sich als äußerst gering $\left(0{,}0015\ \frac{\mathrm{cm/s}}{\mathrm{V/cm}}\right.$, bei einer Beweglichkeit der negativen Träger von annähernd $\left.3\ \frac{\mathrm{cm/s}}{\mathrm{V/cm}}\right)$. Die Frage der Ionisierung von Luft durch ultraviolette Strahlen fand in der Arbeit [793] eine eindeutige positive Lösung. Das Experiment wurde mit einem Gerät, dessen Schaltbild in Abb. 105 dargestellt ist, durchgeführt. Erst nachdem die Luft zur Entstaubung durch eine mit Watte gefüllte Röhre geströmt war, wurden die Beobachtungen durchgeführt. Die Ionisierung wurde abwechselnd durch ultraviolette Strahlung, die im Entladungsraum P erzeugt wurde, bzw. durch Röntgenstrahlen, die in das Gerät durch die Blende D eintraten, vorgenommen. Zwischen dem Entladungsraum P und dem Luftstrom befand sich ein Fluoritfenster F. In einer anderen Beobachtungsreihe wurde das Fluoritfenster durch ein Quarzfenster ersetzt. Die Ionisierung der Luft wurde durch die positiven Ionen bestimmt, die von der negativ geladenen, mit einem Elektrometer verbundenen Platte I eingefangen

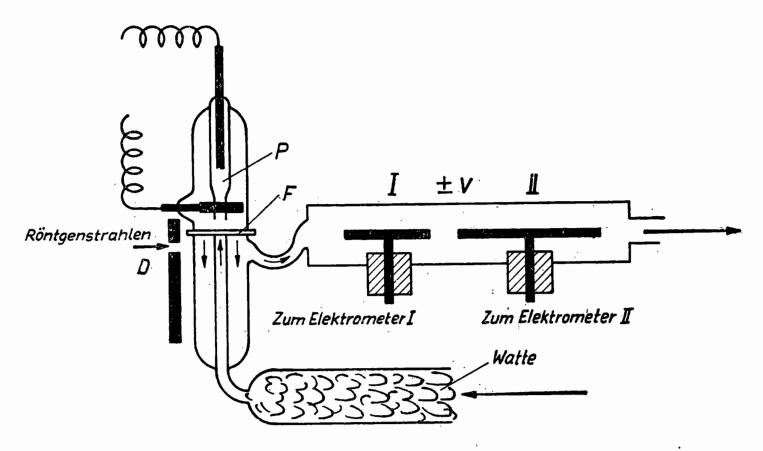


Abb. 105. Anordnung zur Untersuchung der Volumen-Photoionisierung in Luft

wurden. Die Platte II, die mit einem anderen Elektrometer verbunden war, gestattete, die Beweglichkeit der positiven Ionen zu bestimmen. Diese Beweglichkeit erwies sich gleich der bei der Ionisierung der Luft, sowohl durch Röntgenstrahlen als auch durch Strahlung, die durch das Fluoritfenster eintrat. Beim Quarzfenster fand keine Ionisierung statt, und es wurden keine positiven Ionen durch das Elektrometer angezeigt. Ein Kontrollversuch, um Staubteilchen im Gasstrom nachzuweisen, bestand darin, daß die ionisierte Luft nach der Ionisierung in eine WILSON-Kammer geleitet wurde, ohne dabei ein elektrisches Feld zu passieren. In der WILSON-Kammer entsteht eine so starke Verdünnung, daß Ionen von molekularen bzw. atomaren Abmessungen nicht nachgewiesen werden können. Sie ist jedoch vollkommen ausreichend, um Nebeltröpfchen an den in der Luft verteilten Fremdteilchen zu erhalten. Diese Kontrollversuche führten zu negativen Ergebnissen: Es waren keinerlei Staubteilchen in der Luft enthalten. Die Fluoritplatten ließen eine ultraviolette Strahlung (bei den besten Exemplaren) bis zu 1250 Å durch; die dünnen kristallinen Quarz-

platten bis zu 1450 Å. Hieraus kann man schließen, daß die Grenze des Volumen-Photoeffektes etwa bei der Wellenlänge 1350 Å liegt. Das ist bedeutend mehr, als der theoretischen Grenze für die Bestandteile der Luft nach Tabelle 9 entspricht. Dies zwingt zur Annahme eines Stufenprozesses bei der Photoionisierung der Luft, da diese Daten auch durch eine andere Versuchsmethodik erhärtet wurden. Über die Photoionisierung verschiedener Gase siehe [794—796]. Die Theorie dieser Erscheinung findet sich in [804].

Wesentliche Bedeutung hat in einigen Fragen der Gasentladung besonders die Gasionierung durch Eigenstrahlung. Nach der Beziehung (187) kann eine solche Ionisierung nicht stattfinden, da die Ionisierungsenergie der Teilchen eines gegebenen Gases immer größer ist als die Anregungsenergie eines normalen Atoms bzw. Moleküls. Im Hinblick auf die Betrachtungen des Stufencharakters des Photoeffektes in Gasen, insbesondere in Luft, ist die Photoionisierung durch Eigenstrahlung möglich. Eine andere Deutung gilt bei der Strahlung der Linien im Funkenspektrum einer Entladung, deren Energie der Beziehung (188) entspricht. Richtungweisend sind dabei folgende Versuche [803]. An einem Röhrenende ging eine Entladung mit einer Glühkathode vor sich, und mit der Ionisierung wurde gleichzeitig eine kurzwellige Strahlung des Gases angeregt. Am anderen Röhrenende beobachtete man eine Photoionisierung des Gases nach der Methode der Zerstörung der Elektronenraumladungswolke durch positive Ionen. Mit Hilfe dieser Apparatur wurde eine Photoionisierung durch Eigenstrahlung in sämtlichen untersuchten Gasen (darunter in Cäsium- und Kaliumdampf, in Argon und Neon) mit Ausnahme von Wasserstoff, bei dem schon seiner Natur nach ein Funkenspektrum ausgeschlossen ist, entdeckt. Über Wasserstoff siehe [805].

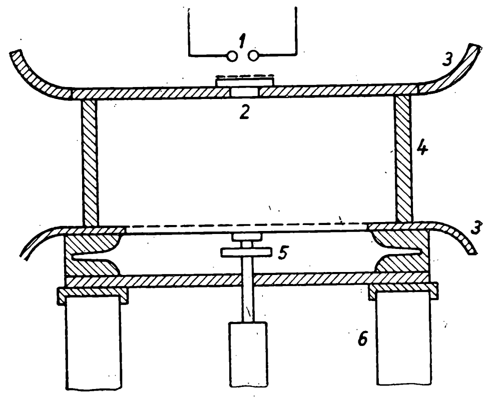


Abb. 106. Schema einer RAETHER-Kammer. 1 — Strahlungsquelle (Funken); 2 — Quarzfenster; 3 — Elektroden der Kammer; 4 — Glaswandungen; 5 — Kolben zur Expansion des Gases in der Kammer; 6 — Halterung

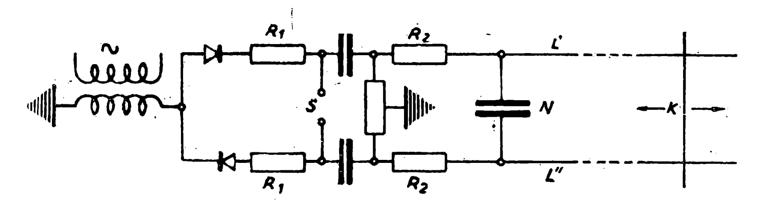


Abb. 107. Elektrisches Schaltbild zum Versuch von RAETHER. S — Ölschalter; R_1 und R_2 — Widerstände (R_2 ist der halbe Wellenwiderstand der LECHER-Leitung); N — RAETHER-Kammer; K — bewegliche Brücke, deren Lage die Impulsdauer an der Kammer bestimmt; L' L'' — LECHER-Leitung

Eine Photoionisierung durch Eigenstrahlung in der Luft zeigte RAETHER bei Untersuchungen über das Anwachsen der Elektronenlawinen in der WILSON-Kammer, deren unterer und oberer Abschluß [806, 807] als Elektroden der Entladungsstrecke dienten (Abb. 106). Diese Elektroden besaßen die in den Abb. 43 und 44 dargestellte Form [143, 144]. Die untere Elektrode war in der Mitte gitterartig ausgebildet. Unter dieselbe setzte man eine Kolbenanlage zur Verflüssigung des übersättigten Aethyl-

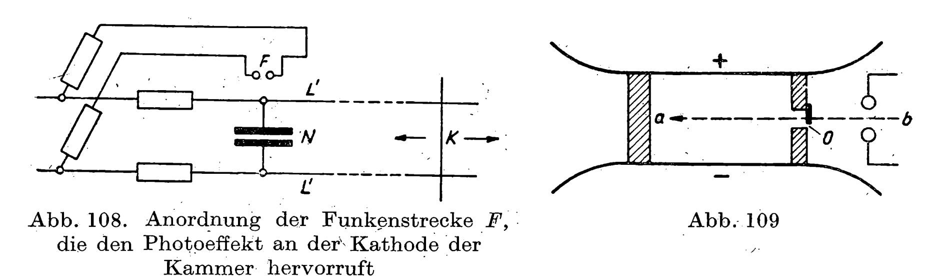


Abb. 108. Anordnung der Funkenstrecke F, die den Photoeffekt an der Kathode der Kammer hervorruft

Abb. 109

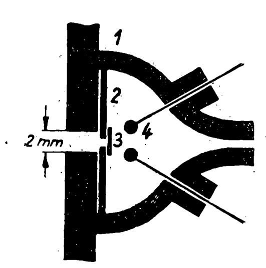


Abb. 110. Fenster in der RAETHER-Kammer zum Eintritt der kurzwelligen ultravioletten Strahlung, die vom elektrischen Funken erzeugt wird. 1 — die Wandungen des Kammerfortsatzes; 2 — Zelluloidplatte, die an der Öffnung der Kammerwandung liegt; 3 — äußerst dünnes Zelluloidplättchen (10^{-6} bis 10^{-5} cm), das die in die Platte gebohrte Öffnung von 0,015 cm Durchmesser überdeckt; 4 — die Elektroden der Funkenstrecke

dampfes, welcher die Kammer gleichzeitig mit der Luft füllte. Die Schaltung von RAETHER ist in den Abb. 107 und 108 dargestellt. An die Kammer wurde eine Stoßspannung angelegt, die zu einem LECHER-System führte. Durch die Veränderung der Lage der Brücke K auf der LECHER-Leitung konnte die Zeitdauer verändert werden, während der sich die Elektroden unter Hochspannung befanden. Die Dauer wurde stets so gewählt, daß ein Durchbruch der Entladungsstrecke nicht vollendet werden konnte. Im entsprechenden Moment wurde der Kolben automatisch in Bewegung gesetzt, und es erfolgte eine Dampfverflüssigung in der Kammer.

Bei seinen Grundversuchen beobachtete RAETHER die Anfangsstadien der Funkenentladung. Zur Erzielung von Elektronen, die die Elektronenlawinen bilden, beleuchtete er die Kathode durch eine Öffnung in der Anode mit ultravioletter Funkenstrahlung. Die Öffnung war von einer Quarzplatte überdeckt.

Bei der uns nun interessierenden Versuchsserie [807] war in der gläsernen Seitenwand der Kammer eine durch eine Metallplatte abgedeckte Öffnung O angebracht (Abb. 109). In die Platte war eine Öffnung von 2 mm Durchmesser gebohrt. Diese Öffnung wurde von einem sehr dünnen Zelluloidfilm (Abb. 110) abgeschlossen, der kurzwellige ultraviolette Strahlen durchließ.

Vor der Öffnung befand sich die Entladungsstrecke einer Funkenentladung. Die Strahlung dieser Entladung drang durch die Öffnung O in die Kammer, konnte je-

doch infolge eines Blendensystems nicht zur Kathode gelangen. RAETHER beobachtete und photographierte in der Kammer Spuren und Verlauf der Elektronenlawinen, die zur Anode in Richtung der Linie a anwachsen (Abb. 109), die den in die Kammer durch den Zelluloidfilm eindringenden ultravioletten Strahlen entspricht. Die Anzahl der in der Kammer beobachteten Lawinen nahm mit zunehmender Entfernung von der Öffnung ab. Damit war die Bildung freier Elektronen bei der Photoionisierung der Luft durch die bei der Funkenentladung in Luft erhaltenen Strahlungen sehr anschaulich bewiesen.

§ 2. Thermische Ionisierung und thermische Anregung

Da bei hoher Temperatur die Anzahl der schnellen Gaspartikel stark zunimmt, kann man erwarten, daß in diesem Falle zahlreiche Stöße der Partikel untereinander zu einem Übergang der Bewegungsenergie in Anregungs- bzw. Ionisierungsenergie führen. Wir kennen tatsächlich viele Beispiele des Gasleuchtens und der Ionisierung bei hohen Temperaturen. Es genügt, das Leuchten von Natriumdampf in der Flamme eines Bunsenbrenners und die elektrische Leitfähigkeit dieser Flamme zu erwähnen. In diesem Falle wie auch in vielen anderen erklärt man das Leuchten und die Ionisierung mit chemischen Reaktionen, da die Temperatur der Flamme zu niedrig ist, um die beobachtete Ionisation als Folge von Atomstößen quantitativ zu rechtfertigen. Eine Reihe von sorgfältig durchgeführten Versuchen beweist zweifellos die Existenz der thermischen Anregung und der thermischen Ionisierung [808, 809].

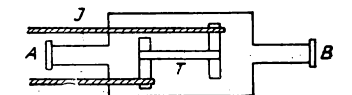


Abb. 111. Prinzipanordnung zur Untersuchung der thermischen Ionisierung von Alkalimetalldämpfen nach KING

Es ist verständlich, daß solche Versuche am leichtesten mit jenen Gasen gelingen, die das niedrigste Ionisierungspotential besitzen, d. h. mit Dämpfen von Alkalimetallen (insbesondere Cäsium). Bei diesen genügt bereits eine Temperatur von annähernd 3000° K.

Zur Beobachtung der thermischen Anregung brachte KING das Alkalimetall in eine Graphitröhre T (Abb. 111), die an beiden Enden offen war. Diese Röhre befand sich in einer evakuierbaren Kammer mit den Fenstern A und B und konnte durch einen Strom J von einigen Hundert Ampere geheizt werden. Als eines der Kriterien der Temperaturstrahlung galt die Übereinstimmung mit der Strahlung des schwarzen Körpers im gleichen Spektralgebiet. Ein anderes Kriterium ist das Auftreten von Spektrallinien, zu deren Anregung bei zunehmender Temperatur höhere Energie benötigt wird.

In Quecksilberdampf (Ionisierungspotential 10,4 V) findet eine thermische Anregung bzw. thermische Ionisierung in der eingeschnürten positiven Säule einer Quecksilberentladung bei einem Dampfdruck von 1 Atmosphäre und mehr statt. Die durch optische Mittel bestimmte Gastemperatur beträgt dann etwa 5000 bis 6000° K. Untersuchungen der relativen Intensität von Absorptionslinien in den Spektren der Sterne, die eine sehr hohe Temperatur besitzen, zeigen, daß in der Atmosphäre dieser Sterne gewisse Elemente, insbesondere Kalzium, beinahe völlig thermisch ionisiert sind.

Zugleich mit der thermischen Ionisierung findet auch ständig der umgekehrte Prozeß statt; die *Rekombination* eines positiven Ions und eines Elektrons zu einer

neutralen Gaspartikel. Ionisierung und Rekombination können durch folgende Formel wiedergegeben werden (z. B. für Quecksilber):

$$\mathrm{Hg} + eU_i \rightleftarrows \mathrm{Hg}^+ + e\,. \tag{190}$$

Das Glied eU_i entspricht der Ionisierungsenergie. Der obere Pfeil bezieht sich auf den Ionisierungsprozeß — der untere auf den Prozeß der Rekombination.

Das thermisch ionisierte Gas stellt ein thermodynamisches Gleichgewichtssystem dar, genau wie beispielsweise eine Flüssigkeit und ihr gesättigter Dampf oder ein thermisch dissoziiertes Molekülgas. Deshalb können auf die thermische Ionisierung die Gesetze und Formeln der Thermodynamik angewendet werden. EGGERT und SAHA sind so vorgegangen [810, 811] und haben die thermodynamischen Berechnungen auf die thermische Ionisierung angewandt, um quantitativ die Hypothese der thermischen Ionisierung des Kalziums in den Sternatmosphären zu prüfen. Für eine einfache Ionisierung (Abtrennung eines Elektrons) hat die SAHAsche Formel folgende Gestalt:

$$\frac{\alpha^2 p}{1-\alpha^2}\left(\frac{2\pi m}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}\, T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{\mathcal{E}_i}{kT}}. \tag{191}$$

Hier bezeichnen α das Verhältnis der Konzentration der nichtionisierten Teilchen zu ihrer ursprünglichen Gesamtzahl, p die Summe der Partialdrucke der Neutralteilchen, der Ionen und der Elektronen und $\mathcal{E}_i$ die Ionisierungsenergie ($\mathcal{E}_i = eU_i$). Die SAHA-Formel entspricht dem in der physikalischen Chemie bekannten Massenwirkungsgesetz, das bei der Anwendung auf diesen Fall folgende Gestalt annimmt:

$$\frac{p_p p_e}{p_n} = K\,, \tag{192}$$

wobei p_p, p_e und p_n die entsprechenden Partialdrucke der positiven Ionen, der Elektronen und der neutralen Teilchen sind, K ist eine von der Temperatur abhängige Konstante.

Bezeichnen wir mit n die ursprüngliche Konzentration der neutralen Gaspartikel, mit n_p und n_e die Ionen- und Elektronenkonzentration und mit n_n die Konzentration der neutralen Partikel im thermisch ionisierten Gas, so erhalten wir

$$n_p = n_e = \alpha n\,, \tag{193}$$

$$n_n = n - n_p = n - n_e\,. \tag{194}$$

Die Gesamtzahl der Teilchen pro cm³ beträgt dann $n_n + n_p + n_e$ bzw. nach (193) $n + n_p$. Dividieren wir Zähler und Nenner der linken Seite von (192) durch n_p, so erhalten wir

$$\frac{\frac{p_p}{p}\cdot\frac{p_e}{p}}{\frac{p_n}{p}}\cdot p = K\,. \tag{195}$$

p, p_p, p_e, p_n sind bei jeder gegebenen Temperatur den Konzentrationen n, n_p, n_e, n_n proportional. Daher kann für (195)

$$\frac{\frac{n_p}{n+n_p}\cdot\frac{n_e}{n+n_p}}{\frac{n_n}{n+n_p}}\, p = K \tag{196}$$

geschrieben werden. Bringen wir nun $n + n_p$ in den Nenner und benutzen die Ausdrücke (193) und (194), finden wir

$$\frac{n_p n_e}{(n - n_p)(n + n_p)} p = \frac{\alpha^2 n^2}{n^2 - n_p^2} p = K . \tag{197}$$

Dividieren wir Zähler und Nenner durch n^2, dann ergibt sich

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} p = K . \tag{198}$$

Drücken wir K in (198) durch die thermodynamische Formel aus, die das Verhältnis von K zur Temperatur angibt, so führt das zur SAHA-Formel (191). Faßt man sämtliche physikalischen Konstanten zusammen und drückt p in μ Bar aus (in Dyn pro cm²), so erhalten wir

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} p = 1{,}33\, T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT}} , \tag{199}$$

wobei T die Temperatur in ° K, eU_i die Ionisierungsenergie in erg und k die BOLTZMANN-Konstante $1{,}37 \cdot 10^{-16}$ erg/° K sind. Im allgemeinen ist α in allen Fällen der thermischen Ionisation in Gasentladungen klein gegen Eins[1]). Daher ist es möglich, den Ausdruck (199) zu vereinfachen:

$$\alpha^2 = \frac{A}{p} T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT}} \tag{200}$$

Drückt man p nicht in μ Bar sondern in Torr aus, so wird die Konstante $A = 2{,}4 \cdot 10^{-4}$. Die Ausdrücke (199) und (200) zeigen, daß der Ionisationsgrad α nicht nur von der Temperatur, sondern auch vom Druck des Gases abhängt. Bei kleinem α kann man p gleich dem Druck setzen, der der Temperatur T entspricht, wenn keine thermische Dissoziation vorliegt[2]).

Mißt man die elektrische Leitfähigkeit der Metalldämpfe bei einer bestimmten Temperatur und kennt man die Ionen- bzw. Elektronenbeweglichkeit, so kann man an Hand der Formel (3) die Ionenkonzentration n_p und den Ionisationsgrad α berechnen. Setzt man α und T in Formel (200) ein, so kann das Ionisierungspotential des gegebenen Metalldampfes bestimmt werden. Die folgende Tabelle enthält in der zweiten Spalte die auf diese Weise berechneten Potentiale, die durch die Messung der entsprechenden Spektralseriengrenze bestimmt worden sind.

Die Zahlen der Tabelle 10 bestätigen im Bereich der Genauigkeit der Zahlenbestimmungen der zweiten Spalte die Theorie der Temperaturionisation.

LANGMUIR und KINGDON wiesen darauf hin, daß die SAHA-Formel und auch die durch ihre Erweiterung erzielten Formeln sehr gute Ergebnisse bei der Anwendung auf Sternatmosphären bringen. Bei ihrer Anwendung auf ein Gas unter Laboratoriumsbedingungen, das sich unvermeidbar in einem geschlossenen Gefäß befindet, ist jedoch die Einführung von Korrekturen erforderlich, welche die Elektronenemission durch die Gefäßwandungen berücksichtigen. LANGMUIR und KINGDON [813, 819]

---

[1]) In Quecksilberdampf bei $T = 6300$° K und $p = 1$ Atm beträgt $\alpha = 0{,}46 \cdot 10^{-2}$.
[2]) Das ist gleichbedeutend mit der Annahme $n_p \ll n$, $n \approx n_n$.

Tabelle 10[1])

Metall	U_i aus der elektrischen Leitfähigkeit der Flamme [V]	U_i aus der Spektralseriengrenze [V]
Cs	4,00	3,87
Rb	4,26	4,15
K	4,35	4,32
Li	5,46	5,36

geben folgende, ihrer Ansicht nach für alle Fälle gleich gut anzuwendende Formel an:

$$\lg \frac{n_e \cdot n_p}{n_n} = -\frac{5040\, U_i}{T} + \frac{3}{2} \lg T + 15{,}385\,; \tag{201}$$

hierbei sind n_e, n_p und n_n die Anzahlen der Elektronen, positiven Ionen und neutralen Atome des Gases in 1 cm³, U_i das Ionisierungspotential in Volt und T die absolute Temperatur [826]. Über die experimentelle Prüfung der SAHA-Theorie siehe [814—825].

Die Formeln (199) bis (201) beziehen sich auf den idealisierten Fall, d. h. nur auf die Ionisierung eines Gases, das keinerlei Beimischungen enthält. In Wirklichkeit findet zugleich mit der Ionisierung die Anregung einer Anzahl von Spektrallinien der neutralen Teilchen statt. Die genaue Berechnung des gesamten Vorganges bei Berücksichtigung aller möglichen Anregungsstufen und der Mehrfachionisierung stößt auf große Schwierigkeiten. Zur Abschätzung der Konzentration n_a der angeregten Atome mit einer Anregungsenergie eU_a wird n_a nach der BOLTZMANNschen Theorie bestimmt:

$$n_a = \frac{g_2}{g_1} n e^{-\frac{eU_a}{kT}}, \tag{202}$$

wobei n die Konzentration der neutralen Partikel bis zur thermischen Anregung des Gases und g_1 und g_2 die statistischen Gewichte des normalen und des angeregten Atomzustandes sind. Die Formel (202) gilt in erster Näherung solange, wie die Anzahl der bis auf ein beliebiges anderes Energieniveau angeregten oder ionisierten Partikel im Vergleich zur Gesamtzahl der Partikel gering bleibt.

Für den Mechanismus der thermischen Ionisierung selbst gestattet es eine nähere Betrachtung der möglichen Elementarprozesse nicht, sich auf die Vorstellung der alleinigen Ionisierung durch Stöße der schnellen neutralen Gaspartikel zu beschränken. Da wir es bei der thermischen Ionisierung mit einem thermodynamischen Gleichgewicht zu tun haben, muß die mittlere kinetische Elektronenenergie gleich der mittleren kinetischen Energie der neutralen Partikel sein. Die Ionisierung der neutralen Partikel findet deshalb auch beim Stoß mit den Elektronen statt. Außerdem ist es zur Erhaltung des thermodynamischen Gleichgewichts erforderlich, daß das vom Gas eingenommene Volumen mit einer wärmeundurchlässigen Hülle umgeben ist, die ständig die Temperatur des Gases besitzt. Das vom Gas eingenommene Volumen wird jedoch ständig von der Gleichgewichtsstrahlung (schwarze Strahlung)

[1]) [675], S. 197.

der entsprechenden Temperatur durchdrungen. In einer solchen Strahlung werden immer Quanten enthalten sein, deren Energie zur Photoionisierung der Gaspartikel ausreicht. Deshalb muß bei der thermischen Ionisierung auch der Volumen-Photoeffekt eine Rolle spielen. Es ist jedoch hervorzuheben, daß für die thermische Ionisierung, wie sie auch verlaufen mag, die thermodynamische Folgerung der Gleichung (199) unter der Bedingung gleichbleibend anwendbar ist, daß sich das gesamte System im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Die Theorie der thermischen Ionisierung eines entarteten Gases findet sich in [827]. Über die thermische Ionisierung und über die thermische Anregung siehe auch [854, 855].

§ 3. Ionisierung eines Gases durch Röntgenstrahlen

Eine leistungsfähige und sehr bequeme Möglichkeit zur Fremdionisation eines Gases besteht in der Anwendung von Röntgenstrahlen. Die Ionisierung erfolgt durch die Energiequanten der Röntgenstrahlung und wird im weiteren Sinne zur Photoionisierung gerechnet. Zugleich unterscheidet sich aber die Photoionisation mit Röntgenstrahlen von der Photoionisation mit ultravioletten Strahlen durch eine ganze Reihe zusätzlicher Elementarprozesse und kann in drei besondere Fälle unterteilt werden.

1. Beim Zusammentreffen eines Quants der Röntgenstrahlung mit einer Gaspartikel wird dieses Quant absorbiert, und ein nur schwach an das Atom gebundenes Elektron löst sich ab, z. B. ein Valenzelektron. Da die Bindungsenergie des sich vom Atom lösenden Elektrons in diesem Falle bedeutend geringer ist als die Energie des absorbierten Quants, wird der Energieüberschuß dem aus dem Atom gelösten Elektron in Form von kinetischer Energie mitgeteilt. Das sich sehr schnell bewegende Elektron ionisiert durch unelastische Stöße erster Art eine große Anzahl neutraler Gaspartikel. Ein Röntgenquant hinterläßt in der Wilson-Kammer eine Spur, die aus einer Anzahl dünner, voneinander getrennter zickzackförmiger Nebelspuren besteht.

2. Das vom Atom absorbierte Quant der Röntgenstrahlung löst ein Elektron aus einer inneren Elektronenschale des Atoms. In diesem Falle verläßt das Elektron das Atom mit geringer Geschwindigkeit und kann keine Gasionisierung bewirken. Auf den freigewordenen Platz jedoch, der in einer der inneren Elektronenschalen des Atoms entstanden ist, tritt nun ein Elektron von einer weiter außen gelegenen Elektronenschale. Dieser Übergang wird von der Emission eines neuen Röntgenquants begleitet. Die Energie dieses Quants ist geringer als die des primären, und das neu entstandene Quant ist lediglich bei erneuter Absorption durch ein Atom des gleichen Gases imstande, ein Elektron aus irgendeiner äußeren Schale zu befreien. Das hierbei befreite Elektron besitzt eine relativ große kinetische Energie, die es befähigt, eine größere Anzahl von Gaspartikeln zu ionisieren [828].

3. Beim Zusammentreffen eines Röntgenquants mit einem Atom erfolgt keine völlige Absorption des Quants, sondern es tritt die sogenannte Compton-Streuung auf [829]. Das Strahlungsquant überläßt einem äußeren Elektron des Atoms einen Teil seiner Energie und seines Impulses und erscheint als ein neues Quant mit geringerer Frequenz in anderer Richtung als die ursprüngliche. Das Elektron verläßt das Atom mit relativ geringer Geschwindigkeit. Die theoretische Berechnung zeigt, daß eine Ionisierung durch Compton-Streuung in Cäsiumdampf lediglich bei einer

Wellenlänge der Röntgenstrahlung von $\lambda \leqq 12$ Å und bei Helium für $\lambda \leqq 5$ Å stattfinden kann. Bei dieser Grenzwellenlänge ist die Gasionisierung durch COMPTON-Effekt unbedeutend. Bei sehr kleiner Wellenlänge, z. B. bei γ-Strahlen in der Größenordnung von 0,01 Å, spielt die Ionisierung durch den COMPTON-Effekt schon eine wesentliche Rolle. In diesem Falle beträgt die Energie des aus dem Atom durch das γ-Quant befreiten Elektrons annähernd 10^6 eV, und das „Streuelektron" ionisiert durch unelastische Stöße erster Art eine große Anzahl von Gaspartikeln.

Da die Gasionisierung durch Röntgenstrahlen parallel mit einer Intensitätsverminderung des durch das Gas gehenden Strahlenbündels nach dem Gesetz $I = I_0 e^{-\mu x}$ verläuft, kann man von der relativen Ionisierung durch Röntgenstrahlen in verschiedenen Gasen und bei verschiedenen Wellenlängen auf die Größe des Absorptionskoeffizienten μ der Röntgenstrahlung in den verschiedenen Fällen schließen. Zur Veranschaulichung bringen wir in Abb. 112 den Verlauf des Absorptionskoeffizienten μ einer monochromatischen Röntgenstrahlung in Abhängigkeit von der

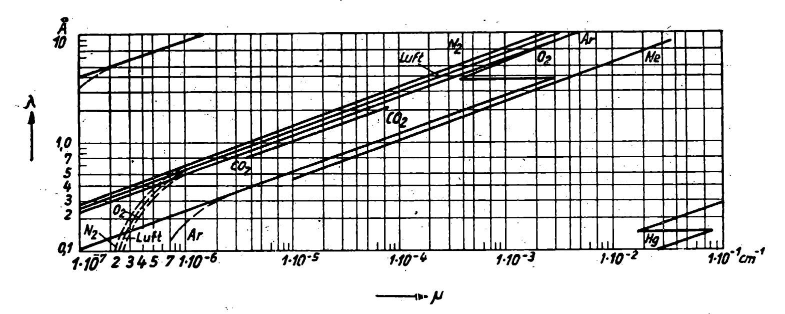


Abb. 112. Absorptionskoeffizient μ von monochromatischer Röntgenstrahlung in verschiedenen Gasen und Dämpfen von 1 Torr und 0° C in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ der Strahlung. Die gestrichelten Kurventeile geben den totalen Absorptionskoeffizienten $[\mu + \sigma]$ an, d. h. die Summe aus Absorptions- und Streukoeffizienten

Wellenlänge in verschiedenen Gasen und Dämpfen, bei einem Druck von 1 Torr und 0° C. Bei den oben unter Punkt 2 beschriebenen Prozessen ändert sich der Absorptionskoeffizient der Röntgenstrahlung und die Intensität der Gasionisierung sprunghaft, wenn λ eine Seriengrenze des Röntgenspektrums überschreitet, da sich beim Überschreiten eine neue Möglichkeit zur Abtrennung eines Elektrons von der ordnungsmäßig nächstgelegenen, näher beim Kern befindlichen Elektronenschale bietet. In Abb. 112 kann man solche Sprünge bei O_2 und bei Quecksilberdampf erkennen.

§ 4. Gasionisierung durch radioaktive Strahlung

Die Gasionisierung durch radioaktive Strahlung läuft im Falle von α- und β-Strahlen (der Heliumkerne und der schnellen Elektronen) auf eine Ionisierung durch unelastische Stöße erster Art hinaus [830—833] und im Falle von γ-Strahlen auf eine Photoionisierung des Gases durch energiereiche Strahlung [834—836]. Bei β-Strahlen wurde festgestellt, daß die Ionisierungswahrscheinlichkeit bei jedem einzelnen Elektronenstoß im Bereich großer Elektronengeschwindigkeiten ständig

mit zunehmender Geschwindigkeit ständig abnimmt und sich bei Annäherung der Elektronengeschwindigkeit an die Lichtgeschwindigkeit dem Wert Null nähert.

Ein geladenes Teilchen beliebiger Art durchläuft beim Eindringen in das Gas, wenn es einen bestimmten Vorrat an kinetischer Energie besitzt, der größer ist als die mittlere Energie der Gaspartikel, eine bestimmte Strecke, bis seine Energie ebenso groß ist wie die mittlere Energie der Gaspartikel. Diese Strecke wird *Reichweite* des Teilchens der gegebenen Art im gegebenen Gas genannt. Die Energie ε in eV, die man nach Division der ursprünglichen Teilchenenergie durch die Anzahl der ionisierenden Stöße pro Reichweite erhält, stellt die mittlere Energie dar, die von dem Teilchen bei der Bildung eines Ionenpaares verausgabt wird. Unter Berücksichtigung des Energieverlustes bei elastischen Stößen und bei der Anregung von Gaspartikeln tritt sie für das gegebene Gas sowie für die gegebene Art der Teilchen in einem bestimmten genügend großen Intervall der ursprünglichen Energie des Teilchens als Konstante in Erscheinung.

Die Gesamtanzahl N der Ionisierungsakte, die das geladene Teilchen einer Art auf seiner Reichweite in einem Gas vornimmt, nennt man totale Ionisierung. Sie wird folgendermaßen ausgedrückt:

$$N = \frac{K}{\varepsilon}, \tag{203}$$

wobei K die ursprüngliche Energie des schnellen Teilchens ist.

Zur Veranschaulichung der ε-Werte bei Elektronenstrahlen führen wir die Tabellen 11 und 12 an ([4], Bd. I, S. 41).

Tabelle 11

Mittelwert der Energie ε zur Bildung eines Ionenpaares durch Elektronenstoß für Elektronen, deren Energie größer als $4 \cdot 10^3$ eV ist

Gas	Ne	Ar	Kr	O_2	N_2	Luft
ε [eV]	43 ± 8	29 ± 1	32 ± 3	31	36	$32{,}4 \pm 0{,}5$

Tabelle 12

Mittelwert der Energie ε zur Bildung eines Ionenpaares durch Elektronenstoß für Elektronen, deren Energie im Bereich von $0{,}5 \cdot 10^3$ bis $1 \cdot 10^3$ eV liegt

Gas	Ar	He	H_2	N_2	CO_2	Luft
ε [eV]	33	31	36	45	45	45

Für α-Teilchen mit $K > 1 \cdot 10^4$ eV hat ε im Bereich der Meßgenauigkeit die gleichen Werte.

Die Reichweite R_e des Elektrons im gegebenen Gas ist umgekehrt proportional der Konzentration der Gaspartikel und folglich unter sonst gleichen Bedingungen direkt proportional der absoluten Temperatur T und umgekehrt proportional dem Gasdruck p. Die Weglänge ist um so größer, je größer die Elektronenenergie und je kleiner das Molekulargewicht M des Gases ist. Alle diese Abhängigkeiten werden

von der empirischen Formel, die für die Elektronen mit der kinetischen Anfangsenergie $K \geqq 2 \cdot 10^3$ eV zutrifft, erfaßt:

$$R_e = 1{,}4 \cdot 10^{-7} \frac{TK^2}{pM} \text{ cm}, \tag{204}$$

wobei p in Torr gemessen ist.

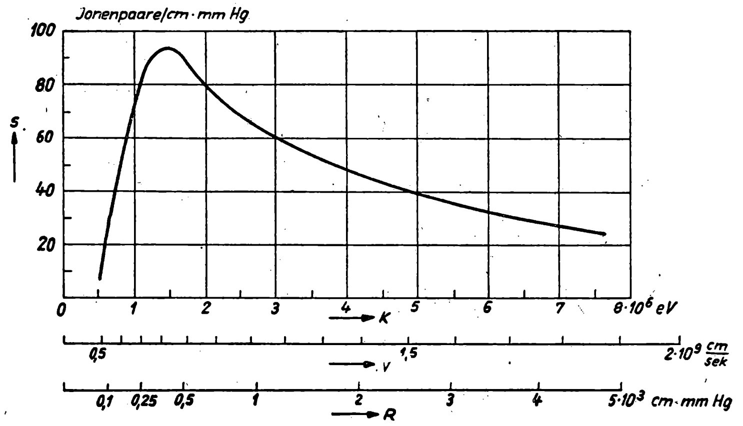


Abb. 113. Differentiale Ionisierung s durch α-Strahlen (He^{++}-Ionenstrahlen) in Luft von 1 Torr und 0° C in Abhängigkeit von der Ionenstrahlenergie K, von ihrer Reichweite R und von der Lineargeschwindigkeit v des α-Strahles

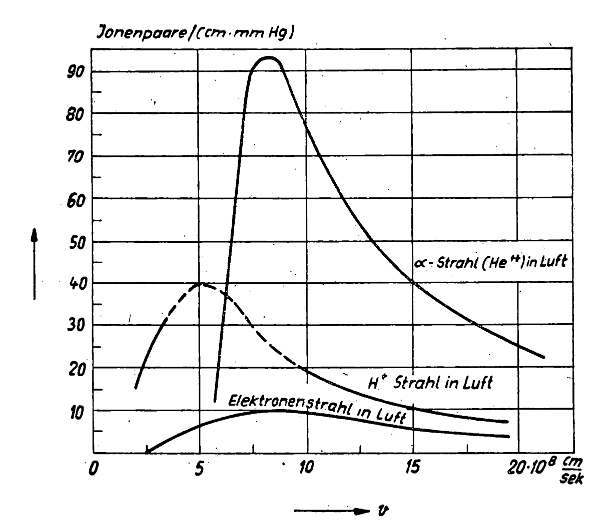


Abb. 114. Vergleich der differentialen Ionisierung s von α-Strahlen, Protonenstrahlen und Elektronenstrahlen in Luft (1 Torr, 0° C) in Abhängigkeit von der Lineargeschwindigkeit v des Strahles. (Gestrichelter Kurventeil ist noch nicht experimentell festgestellt)

Für α-Teilchen und einen Strahl sich schnell bewegender Protonen ist R_p gleichfalls umgekehrt proportional der Gasdichte. R_p hängt jedoch von der kinetischen Anfangsenergie des α-Teilchens bzw. des Protons anders ab als bei Elektronen. Bei Anfangsgeschwindigkeiten, die größer als $1 \cdot 10^9$ cm/s sind, ist R_p proportional $K^{\frac{3}{2}}$ [1]). Ebenso wie im Falle von Elektronen wird die Anzahl der von einem schweren Teilchen auf 1 cm Weg im betrachteten Gas gebildeten Ionenpaare als *differentiale Ionisierung* bezeichnet. Die differentiale Ionisierung hängt von der Masse und der Geschwindigkeit des schnellen Teilchens ab, da von diesen Größen der Stoßcharakter und der bei diesen Stößen stattfindende Energieaustausch bestimmt wird. Messungen der differentialen Ionisierung, die zugleich eine Messung der Reichweite sind, bilden eine der Methoden zur Bestimmung der Natur neuer Elementarteilchen, die in den kosmischen Strahlen und bei Untersuchungen der Kernreaktionen beobachtet werden.

In Abb. 113 ist eine Kurve angegeben, welche die differentiale Ionisierung durch α-Teilchen in Luft in Abhängigkeit von ihrer Geschwindigkeit wiedergibt. In Abb. 114 sind ebensolche Kurven für Elektronen, Protonen und α-Teilchen dargestellt, die eine Vergrößerung der relativen Ionisierung beim Übergang von leichten zu schwereren Teilchen zeigen.

In Strahlen mehr oder weniger schnell bewegter Ionen wird außer der Ionisierung noch eine Umladung beobachtet, von der bereits die Rede war.

Als Folge einer Umladung erhält man ein sich schnell bewegendes neutrales Gasteilchen (bisher war es ein positives Ion) und ein sich langsam bewegendes positives Ion (die vorherige neutrale Partikel). Der Elektronenaustausch geht um so leichter vor sich, je weniger unterschiedlich die Ionisierungspotentiale der in Wechselwirkung befindlichen Teilchen sind. Bei den Umladungsprozessen beteiligen sich und entstehen auch negative und zugleich doppelt geladene Ionen [837—841].

§ 5. Restionisierung. Wirkung der kosmischen Strahlung

Mit der Gasionisierung durch radioaktive Strahlung hat man es nicht nur bei den zu ihrer Beobachtung speziell angestellten Laboratoriumsversuchen zu tun. Als Wirkung der radioaktiven Stoffe, die im Boden und überhaupt in der Erdrinde verborgen sind, erklärt sich auch die von radioaktiver Strahlung ausgehende Restionisierung, die unter Laboratoriumsbedingungen als Voraussetzung für die Entstehung einer selbständigen Entladung im beliebigen Entladungsraum, der nicht der Wirkung einer speziellen Fremdionisierung unterworfen ist, in Erscheinung tritt. Mit eben derselben Wirkung erklärt sich das stete Vorhandensein von Ionen in der Erdatmosphäre. Die Restionisierung verschwindet nicht, wie sorgfältig das Gas auch von den radioaktiven Erdstrahlungen abgeschirmt sei. Mit zunehmender Entfernung von der Erdoberfläche vermindert sich die Restionisierung zuerst im Zusammenhang mit der Intensitätsverminderung der radioaktiven Strahlung der Erde, die bis zu einer bestimmten Höhe reicht, dann vermehrt sich in einer Höhe von $1^1/_2$ km die Restionisierung wiederum und erreicht in bedeutenden Höhen einen großen Wert. Zur Veranschaulichung dieser Tatsache führen wir in der zweiten

---

[1]) Siehe auch [761, 771].

Spalte von Tabelle 13 die Anzahl der sich in 1 s in 1 cm³ Luft in verschiedenen Höhen bildenden Ionen im Vergleich zu der gleichen Anzahl in Höhe des Meeresspiegels an [842—844].

Tabelle 13

ΔN ist die Differenz der in der Höhe H und am Meeresspiegel gebildeten Ionenpaare

H [km]	ΔN [Paare/s]	H [km]	ΔN [Paare/s]
0	0	5	+ 16,5
1	— 1,5	6	+ 28,7
2	+ 1,2	7	+ 44,2
3	+ 4,0	8	+ 61,3
4	+ 8,3	9	+ 80,4

Diese Tatsachen dienten als erster Anstoß zur Entdeckung und Erforschung der *durchdringenden kosmischen Strahlung*, die aus dem Weltraum kommt. Die Erforschung der kosmischen Strahlung bildet gegenwärtig eine der ausgedehnten, sehr interessanten und wichtigen Domänen der modernen Physik, die eng mit der Physik des Atomkerns verbunden ist und von uns hier unmöglich auch nur knapp berührt werden kann[1]). Bei der Erforschung der kosmischen Strahlung mit der WILSON-Kammer wurden das Positron und sodann das Mesotron (Meson) entdeckt.

Bei den kosmischen Strahlen sind die primären Komponenten von den sekundären zu unterscheiden, da letztere Produkte der elementaren Elektronen- und Kernprozesse sind, die in großen Höhen vor sich gehen. Unter all diesen Strahlungen findet man Strahlen sowohl korpuskularen Charakters — schnelle Protonen, Mesotronen usw. — als auch wellenartige, äußerst harte γ-Strahlen. Bei Stößen der energiereichsten Komponenten der kosmischen Strahlung mit Atomen bestimmter Elemente entstehen Kernreaktionen. Hierbei tauchen im kosmischen Strahlenbündel neue Elementarteilchen auf, und sogenannte *Schauer* treten in Erscheinung, d. h. plötzliches gleichzeitiges Auftreten einer großen Anzahl von Teilchen, die eine verstärkte Gasionisierung hervorrufen. Zur Untersuchung der kosmischen Strahlen werden WILSON-Kammern und GEIGER-Zählrohre verwendet.

Die kosmischen Strahlungen sind in all den Fällen als Quellen einer Ionisierung anzusehen, in denen das Gas zuverlässig vor der Einwirkung beliebiger anderer Ionisatoren geschützt ist und seine Temperatur nicht hoch genug ist, um eine thermische Ionisierung zu ermöglichen. Über den Ursprung der kosmischen Strahlen siehe auch [856, 857, 2474].

Am Schluß dieses Kapitels bemerken wir noch, daß im Gas durch in ihm zerstäubte feste oder flüssige Teilchen Raumladungen entstehen können. Eine der Ursachen dieser Erscheinung kann der äußere Photoeffekt sein, der an der Oberfläche fremder fester Partikel stattfindet. Als Beispiel kann man auf die elektrische Aufladung der Luft in hohen Wolken, die aus Eisnadeln bestehen, hinweisen, oder auf den Einfluß von Staubteilchen, die sich im Gas befinden, sowie auf gewisse Vorgänge bei Spitzenentladungen (Kap. XXI, § 7). Bei den Erscheinungen der atmosphäri-

[1]) Wir verweisen den Leser auf die Übersichten und Aufsätze [844—853, 856, 857].

schen Elektrizität spielt die Aufladung von Wassertropfen bei ihrer Zerstäubung sowie bei der Umwandlung großer Tropfen in feine eine bedeutende Rolle. Dieser Effekt macht sich besonders bei der Ansammlung elektrischer Ladungen in Gewitterwolken bemerkbar. Das Zerstäuben der Tropfen geschieht an der Grenze der rasch aufsteigenden Luftströme am vorderen Rand der Wolke.

VIII. Entstehung und Zerfall negativer Ionen. Rekombination in der Entladung[1])

§ 1. Die Entstehung negativer Ionen und ihre Stabilität

Bei den Untersuchungen der Vorgänge in Gasentladungen wurde festgestellt, daß die Träger der negativen Ladung nicht nur die freien Elektronen sind, sondern auch Teilchen mit der Masse eines Atoms oder Moleküls, die sogenannten *leichten negativen Atom- bzw. Molekülionen*, und ebenso negativ geladene Teilchen, die aus einer ganzen Gruppe von Molekülen bestehen, die *schweren* bzw. komplexen vielmolekularen *negativen Ionen*. Die letzte Art negativer Ionen findet sich übrigens lediglich in Entladungen von großer Gasdichte (z. B. in der Luft bei Atmosphärendruck). In Niederdruck-Entladungen sind für gewöhnlich nur leichte negative Ionen vorhanden.

In der weiteren Darlegung werden wir unter der Bezeichnung negative Ionen molekulare und atomare Ionen verstehen. Am überzeugendsten wird die Existenz solcher Ionen durch Versuche mit massenspektrographischen Methoden bewiesen [859]. In den in dieser Hinsicht untersuchten Gasen entdeckte man negative Ionen O^-, O_2^-, NO_2^-, NO_3^-, OH^-, H^-, H_2O^-, Li^-, Na^-, K^-, Rb^-, Cs^-, Ag^- (siehe [2475]) und die negativen Ionen der Halogene — des Fluors, des Chlors, des Broms, und des Jods. In den Edelgasen Argon, Neon und Helium und im Stickstoff sind keine negativen Ionen entdeckt worden. In trockener Luft und im Sauerstoff findet man das atomare Ion O^- häufiger als das molekulare O_2^-. Einige Forscher fanden auf ihren Massenspektrogrammen außerdem mehrfach geladene negative Ionen. Es wurde festgestellt, daß die Stabilität der beobachteten negativen Ionen verschieden ist.

Nach der Atomtheorie ist das negative Ion als Gebilde mit einer Reihe möglicher Quantenzustände zu betrachten. Damit das negative Ion stabil bleibt, muß die Energie seines Grundzustandes kleiner als die Energie des entsprechenden neutralen Atoms im Grundzustand sein. Die Energiedifferenz zwischen den Grundzuständen des Atoms und des Ions $\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}$ nennt man *Affinität des Atoms zum Elektron*. Die Größe der positiven Affinität zum Elektron bestimmt auch die Stabilität des negativen Ions. Diese Größe kann man in erster Näherung als Bindungsenergie des zusätzlichen Elektrons betrachten. Auf das Elektron wirkt das Feld der übrigen Atomelektronen und des Kernes. Dieses effektive Kraftfeld, das auf das Elektron wirkt, nimmt mit der Entfernung bedeutend schneller ab als das COULOMB-Feld. Bei der

[1]) Der Teil des achten Kapitels, der die Entstehung und den Zerfall von negativen Ionen behandelt, wurde hauptsächlich von S. K. MORALJOW bearbeitet.

Betrachtung der Möglichkeiten, die zur Bildung negativer Ionen führen, ist zu beachten, daß sich nach dem PAULI-Prinzip auf dem gleichen Energieniveau nicht mehr als zwei Elektronen mit entgegengesetzt gerichteten Spinvektoren befinden können. Dies schränkt die Anzahl der Elektronen, die ein Atom oder Molekül anzulagern imstande ist, bedeutend ein. Ein Wasserstoffatom kann z. B. ein stabiles negatives Ion, das aus einem Proton und zwei Elektronen besteht, auf dem ersten Energieniveau bilden. Atome mit vollkommen besetzten Elektronenschalen werden kaum in der Lage sein, negative Ionen zu bilden, da das angelagerte Elektron sich in einem Zustand befinden muß, dessen Hauptquantenzahl um Eins größer als die der äußeren Atomelektronen ist. Weiterhin schirmt die besetzte äußere Elektronenschale des Atoms das überzählige Elektron sehr gut gegen das Feld des positiven Kerns ab, und die Bildung von negativen Ionen der Edelgase He, Ne, Ar, Kr und Xe ist so gut wie ausgeschlossen. Für Atome mit unbesetzten äußeren Schalen muß man erwarten, daß diejenigen, deren Schalen am leichtesten aufgefüllt werden (Fluor, Chlor, Brom und Jod) die stabilsten negativen Ionen bilden werden, da das in chemischer Hinsicht träge Verhalten der Gase mit abgeschlossenen Elektronenschalen zeigt, daß der Atombau in diesem Fall seine größte Stabilität besitzt. Es ist deshalb zu erwarten, daß auch die negativen Ionen der Halogene mit abgeschlossener Achterschale in der Elektronenhülle stabil sind und sich leicht bilden werden. Alle diese qualitativen Überlegungen befinden sich in voller Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

Wenn sich das Elektron an das Atom anlagert und ein negatives Ion bildet, ändert sich die Bindungsenergie der Atomelektronen. Dies kann sich als entscheidender Einfluß auf das Vorzeichen der Affinität zum Elektron erweisen. Die Energie des negativen Ions, das aus einem Atom mit zwei Elektronen entstanden ist, wird sich von der Atomenergie um den Wert

$$-\mathcal{E}_1 + \sum_{i=1}^{i=Z} (\mathcal{E}_i^0 - \mathcal{E}_i^-) \tag{205}$$

unterscheiden, wobei $\mathcal{E}_1$ die Bindungsenergie des angelagerten Elektrons, $\mathcal{E}_i^0$ die Energie des i-ten Elektrons vor und $\mathcal{E}_i^-$ nach der Anlagerung ist. Damit die Affinität zum Elektron positiv wird, muß folgende Bedingung erfüllt werden:

$$\mathcal{E}_1 > \sum_{i=1}^{i=Z} (\mathcal{E}_i^0 - \mathcal{E}_i^-) \, . \tag{206}$$

Über die Größe im rechten Teil der Ungleichung (206) kann keine allgemeine Aussage gemacht werden, da genaue Berechnungen notwendig sind. Hierbei hat man für Wasserstoffatome [860] eine Energie der Affinität von 0,700 ± 0,015 eV, für Lithium 0,54 eV [861] erhalten. Für Berechnungen in Fällen komplizierterer Atome erwies sich die HARTREEsche Methode [862] (self consistent field) mit den Korrekturen von FOCK [863], die den Effekt des Elektronenaustausches berücksichtigen, als brauchbar.

Die Berechnungen wurden für Chlor und für Fluor durchgeführt. Bei der Betrachtung der Struktur negativer aus Molekülen gebildeter Ionen muß die Bewegung der Kerne berücksichtigt werden. Der Abtrennungsvorgang des Elektrons vom negativen Molekülion braucht nicht von einem Übergang in den Grundzustand des neutralen Moleküls begleitet zu sein.

Tabelle 14

Bildungsenergie (Elektronenaffinität) negativer Ionen für verschiedene Atome

1 Atom	2 [eV]	3 [eV]	4 [eV]	1 Atom	2 [eV]	3 [eV]	4 [eV]
H	+ 0,76	+ 0,70	—	Al	— 0,16	—	—
He	— 0,53	< 0	—	Si	+ 0,60	—	—
Li	+ 0,34	+ 0,54	—	P	+ 0,15	—	—
Be	— 0,57	—	—	S	+ 2,06	—	—
B	+ 0,12	—	—	Cl	+ 3,70	—	+ 3,75 bis 3,83
C	+ 1,37	—	—	Ar	(— 1,0)	—	—
N	+ 0,04	—	—	Br	—	—	+ 3,54 bis 3,82
O	+ 3,80	—	+ 2,2 + 4,13	J	—	—	+ 3,14 bis 3,24
F	+ 3,94	—	—				
Ne	— 1,20	—		Hg	+ 1,79	—	—
Na	+ 0,08			Ni	+ 0,25	—	
Mg	— 0,87	—		O^-	—	—	6,5

Spalte 2: die Werte sind durch Extrapolation der (bekannten bzw. leicht meßbaren) Ionisierungsspannungen positiver Ionen mit gleicher Elektronenzahl aber verschiedenem Kern ermittelt.
Spalte 3: enthält die mit den Methoden der Wellenmechanik errechneten Werte.
Spalte 4: bezieht sich auf experimentell ermittelte Werte.

Experimentell ist die Energie der Affinität zum Elektron nur für wenige Elemente bestimmt worden.

Betrachtet man die Ergebnisse von verschiedenen experimentellen und theoretischen Untersuchungen, so ist festzustellen, daß die Elektronenaffinität für H, O, J, Br und F am genauesten bekannt ist. Für alle übrigen Elemente sind die Kenntnisse hierüber Ergebnisse von Extrapolationen empirischer Daten und deshalb nicht sehr zuverlässig. In Tabelle 14 sind die Werte der Elektronenaffinität von verschiedenen Elementen in Elektronenvolt (nach [858], S. 15) angeführt.

§ 2. Möglichkeiten der Bildung negativer Ionen

Die einfachste Bildungsmöglichkeit eines negativen Ions ist der direkte Einfang eines freien Elektrons durch das neutrale Atom. Wenn das Elektron vor dem Stoß die kinetische Energie K besaß und die Elektronenaffinität des Atoms gleich A ist, so wird beim Einfang die Energie $K + A$ frei. Man kann annehmen, daß diese überschüssige Energie in Strahlungsenergie übergeht oder einem dritten Stoßpartner übertragen wird.

Im ersten Falle wird der Einfang eines Elektrons durch das neutrale Atom ein kontinuierliches Emissionsspektrum liefern, das sich von der langwelligen Grenze

$$\lambda = \frac{hc}{A} \tag{207}$$

in Richtung kurzer Wellen erstreckt.

Die Wahrscheinlichkeit einer Ausstrahlung kann folgendermaßen abgeschätzt werden. Die für das Elektron zur Durchquerung des Atomfeldes notwendige Zeit beträgt etwa 10^{-15} s. In dieser Zeit wird es die gleichen Strahlungsmöglichkeiten besitzen wie ein gebundenes Elektron im angeregten (nicht metastabilen) Zustand. Die mittlere Verweilzeit τ des Atoms im angeregten Zustand beträgt ca. 10^{-8} s. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das angeregte Atom in dieser Zeit ein Energiequant ausstrahlt und in seinen Grundzustand zurückkehrt, beträgt

$$\frac{1}{\tau}\int_0^\tau e^{-\frac{t}{\tau}}\,dt \approx 0{,}632\,.$$

Hieraus wird geschlossen, daß für ein fremdes Elektron, welches das Atomfeld in der Zeitspanne von 10^{-15} s durchfliegt, die Wahrscheinlichkeit, seine überschüssige Energie in Form von Strahlung abzugeben und im Atom auf einem stabilen Niveau zu verbleiben, der Größenordnung nach $\frac{10^{-15}}{10^{-8}} = 10^{-7}$ ist; d. h., das negative Ion kann bei gleichzeitiger Ausstrahlung der überschüssigen Energie lediglich bei einer von 10^7 Begegnungen mit dem Atom gebildet werden. Die Intensität einer solchen Ausstrahlung ist bei der gewöhnlichen Konzentration freier Elektronen in der Entladung verschwindend gering. Dadurch erklärt es sich, daß die Versuche zur Feststellung der Strahlung, die beim Einfang eines Elektrons durch ein neutrales Atom ausgestrahlt wird, bisher fruchtlos waren [864, 865].

Beim Elektroneneinfang im Dreierstoß ist die Wahrscheinlichkeit einer Energieübertragung von der Natur des dritten Körpers sowie von der Wahrscheinlichkeit des entsprechenden Elementarprozesses abhängig. Die Wahrscheinlichkeit wird größer sein, wenn der dritte Stoßpartner ein Atom oder Molekül ist und nicht ein freies Elektron. Sollte der Energieüberschuß gänzlich in potentielle Energie des dritten Körpers übergehen (Resonanzübertragung), so werden, wie MASSEY gezeigt hat ([858], S. 38—39), verhältnismäßig geringe Konzentrationen von Bedeutung sein, etwa 10^{16} pro cm³. Ist jedoch eine Resonanzübertragung unmöglich und geht die überschüssige Energie in kinetische Energie der Relativbewegung der Atomsysteme über, so erfordert die Wahrscheinlichkeit des Einfangens, um sie mit der Wahrscheinlichkeit des Einfangens durch ein dabei strahlendes Atom zu vergleichen, eine Konzentration von 10^{20} pro cm³ und mehr. Treten als dritte Stoßpartner Elektronen auf, so ist dabei, um den Einfangvorgang mit dem von Strahlung begleiteten zu vergleichen, eine Elektronenkonzentration von ca. 10^{18} pro cm³ notwendig, was bei einer Entladung kaum in Frage kommt.

Besteht das das Elektron einfangende System aus einem aus zwei oder mehr Atomen zusammengesetzten Molekül, so kann die Energie unter Änderung der Energie der Relativbewegung der Atomkerne auf das Molekül übertragen werden. Dabei können folgende Fälle eintreten:

1. Das Elektron wird eingefangen, wobei ein Zerfall unter Bildung eines Atoms und eines Ions mit bestimmter kinetischer Energie erfolgt.

2. Das Elektron wird eingefangen und bringt durch die freiwerdende Energie das Molekül in einen Schwingungszustand [875]. Bei niedrigem Gasdruck reichen die Stöße des Molekülions XY^- nicht aus, um die überschüssige Schwingungsenergie abzugeben, das Molekülion zerfällt in den meisten Fällen.

3. Das Elektron kann das Molekül bis zu einem unstabilen Zustand anregen, wonach das Molekül in ein positives und ein negatives Ion nach Formel

$$XY + e \rightarrow X^+ + Y^- + e \tag{208}$$

zerfällt. In diesem Fall wird das Elektron nicht eingefangen, sondern stellt nur die Quelle der für den Elektronenübergang in das Molekül notwendigen Energie dar. Ein derartiger Vorgang der Ionenbildung beginnt bei einer bestimmten Energie des Elektrons und hält bis zu genügend hohen Werten dieser Energie an. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Vorganges ist lediglich für polare Moleküle groß.

Von den übrigen Prozessen der Bildung negativer Ionen sind noch folgende zu beachten:

4. Einfang eines gebundenen Elektrons durch das Atom oder Molekül. Hier findet der Prozeß nach der Formel

$$X + Y \rightarrow X^- + Y^+ \tag{209}$$

statt. Dieser Vorgang ist nur dann möglich, wenn die Elektronenaffinität des Atoms X größer ist als die Ionisierungsenergie des Atoms Y. Der einzige Fall, in dem diese Bedingung erfüllt wird, ist der Stoß zwischen F- und Cs-Atomen. Eine derartige Bildung negativer Ionen ist ein besonderer Fall der Umladung von Gaspartikeln in der Entladung.

5. Abtrennung von Elektronen aus einem Metall:

a) Das auf eine Metalloberfläche auftreffende neutrale Atom kann ein Elektron aus dem Metall befreien und ein negatives Ion bilden. Die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses ist groß, wenn die Elektronenaffinität des Atoms größer ist als die Austrittsarbeit φ.

b) Die Wahrscheinlichkeit der Bildung eines negativen Ions kann bedeutend sein, wenn ein angeregtes Atom auf die Metalloberfläche prallt. Die Bedingung für den Einfang eines Atoms wird in diesem Fall

$$\mathcal{E}' + A > \varphi, \tag{210}$$

wobei $\mathcal{E}'$ die Anregungsenergie des Atoms darstellt. Die Bedingung (210) kann bei Stößen mit verschiedenen Metallen beobachtet werden. Dieser Prozeß kann eine bedeutende Quelle negativer Ionen werden.

Beim Aufschlag eines positiven Ions auf die Metalloberfläche ist ein gleichzeitiger Einfang zweier Elektronen möglich [872, 873]. Offenbar findet der Prozeß auf folgende Weise statt: Das positive Ion erfaßt das erste Elektron und bildet ein angeregtes Atom; sodann erfaßt das angeregte Atom ein weiteres Elektron.

§ 3. Experimentelle Untersuchungsmethoden des Elektroneneinfangs durch ein Molekül

Das Studium des Elektroneneinfangs durch Moleküle wird mit zwei verschiedenen Methoden durchgeführt. Bei der ersten Methode werden Elektronenstrahlen mit einer bestimmten Geschwindigkeit verwendet. In der anderen untersucht man die Bewegung einer Elektronenwolke im betreffenden Gas. Ausführliche Untersuchungen unter Anwendung von Elektronenstrahlen in Sauerstoff und in Kohlenoxyd findet man

in den Arbeiten [866, 867]. In Abb. 115 ist schematisch das bei der Untersuchung benutzte Gerät dargestellt. *B* ist hier der Heizfaden, *D* die Anode, *E* und *F* die Blenden. Der Elektronenstrahl wird zwischen *B* und *D* auf die erforderliche Geschwindigkeit gebracht und durchläuft sodann längs der Achse den zylindrischen Raum zwischen *H* und *K* und sammelt sich nach Durchquerung der Blenden *S* und *L* auf der Elektrode *M*. Um den Strahl in der Zylinderachse stabil zu halten, wird das gesamte System in ein magnetisches Längsfeld von etwa 150 Gauß gebracht. *O* und *P* stellen je eine Reihe konzentrischer dünner ringförmiger Scheiben dar, die elektrisch mit *H* und *K* verbunden sind. *R* ist ein Metallzylinder und *N* ein koaxialer Schutzzylinder, der von *R* isoliert ist. Der Heizfaden befindet sich im Hochvakuum, das von einem besonderen Pumpensystem erzeugt wird, während das untersuchte Gas im zylindrischen Raum einen Druck von 10^{-4} bis 10^{-5} Torr aufweist. Die von den Elektronen gebildeten Ionen (negative und positive), die in radialer Richtung fliegen, werden von der metallischen Oberfläche des Zylinders *R* aufgefangen. Mit Hilfe der konzentrischen Scheiben können die Ionen desselben Vorzeichens gesammelt und ihre Geschwindigkeitsverteilung mit der Gegenfeldmethode untersucht werden. Mit einer solchen Vorrichtung hat man die Untersuchungen des Elektroneneinfangs bei O_2 und CO durchgeführt. Für diese Gase entdeckte man, daß bei verschiedenen Elektronenenergien mehr als eine Gruppe negativer Ionen gebildet wird. Die Messung der kinetischen Energie der Ionen gestattete, die Affinität zum Elektron im Sauerstoff unter Benutzung der Beziehung

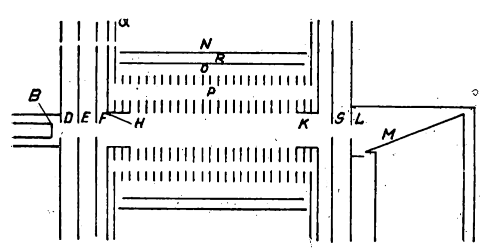


Abb. 115. Anordnung von TATE und LOZIER zur Untersuchung von Stößen zwischen Elektronen und Molekülen

$$T = K - (D - A) \tag{211}$$

zu bestimmen, wobei *T* die Energie der Relativbewegung der Zerfallsprodukte, *K* die kinetische Energie des Elektrons vor dem Einfang, *D* die Dissoziationsenergie des Grundzustandes und *A* die Elektronenaffinität ist. Da *D* bekannt ist und *T* sowie *K* gemessen werden können, ist es möglich, *A* zu bestimmen.

Betrachten wir nun die Versuche mit der Elektronenwolke [868—870]. Der Elektronenstrom möge sich durch das Gas unter der Wirkung eines homogenen elektrischen Feldes *E* bewegen. ϱ sei die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron nach 1 cm zurückgelegtem Weg in Feldrichtung von einem Gasmolekül eingefangen wird. Die Abnahme des Elektronenstromes auf der Strecke dx wird dann

$$dI = -I\varrho\, dx \tag{212}$$

betragen. Hieraus läßt sich das Verhältnis der Elektronenströme in den Punkten x_1 und x_2 durch die Beziehung

$$\frac{I_2}{I_1} = e^{-\varrho(x_2 - x_1)} \tag{213}$$

ausdrücken. Um die Einfangwahrscheinlichkeit des Elektrons bei einem Stoß zu bestimmen, muß die Abhängigkeit für ϱ von der Stoßzahl und von der gerichteten

und ungeordneten Geschwindigkeit des Elektrons gefunden werden. Sind F die Einfangwahrscheinlichkeit des Elektrons beim Stoß, λ die mittlere freie Weglänge des Elektrons, c die mittlere thermische Geschwindigkeit und u die Geschwindigkeit der gerichteten Bewegung, so wird

$$\varrho = \frac{Fc}{\lambda u}. \tag{214}$$

Die mittlere thermische Geschwindigkeit und die Geschwindigkeit der gerichteten Bewegung sind miteinander durch die Beweglichkeitsgleichung von LANGEVIN verbunden:

$$u = 0{,}75 \frac{e\lambda}{mc} E. \tag{215}$$

Es muß also zur Bestimmung von F sowohl ϱ gemessen als auch u als Funktion von $\frac{E}{p}$ gefunden werden, wobei p der Gasdruck ist.

In Abb. 116 ist die Anordnung, die bei den Versuchen mit einem Elektronenstrahl angewandt worden ist, abgebildet ([858], S. 57). Die durch Bestrahlung der Kathode P austretenden Elektronen gelangen zur Anode A. Die Homogenität des elektrischen Feldes wird durch die Schutzringe B, C, D und E gesichert. Zwischen Kathode und Anode wird das Gitter G angeordnet, das aus dünnen Drähtchen besteht, zwischen die ein Wechselfeld vom Schwingkreis O (Frequenz etwa 10^6 Hz) gelegt wird. Das zweite Gitter G' ist zur Seite gerückt. Der Strom zur Anode wurde gemessen, zuerst ohne, dann mit Wechselfeld am ersten Gitter. Das erste Gitter wurde danach zur Seite geschoben und die gleichen Messungen am zweiten Gitter durchgeführt. Darauf wurde $\frac{I_2}{I_1}$ bestimmt und schließlich auch ϱ. Mit dieser Methode hat man die Einfangwahrscheinlichkeit des Elektrons in verschiedenen speziellen Fällen erforscht, ebenso die Abhängigkeit dieser Wahrscheinlichkeit sowohl von der Energie des einzufangenden Elektrons als auch vom Gasdruck. Es wurde auch eine Reihe von Schlußfolgerungen über die in den untersuchten Fällen stattfindenden Einfangprozesse gezogen [858, 868—870]. Es sei noch bemerkt, daß im Wasserdampf bei sehr geringer Elektronenenergie und hohem Druck eine große Einfangwahrscheinlichkeit beobachtet wird.

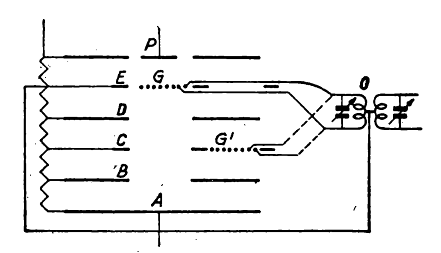


Abb. 116. Versuchsanordnung von LOEB und CRAVATH zur Untersuchung der Bildung negativer Ionen mit Hilfe eines Elektronenstrahls, der durch ein homogenes Feld von P nach A im Gas bewegt wird

§ 4. Zerfall der negativen Ionen

Die experimentelle Erforschung der Elektronenabtrennung von negativen Ionen ist noch schwieriger als die Untersuchungen beim Einfang, hauptsächlich wegen der praktischen Schwierigkeiten bei der Erzielung großer Konzentrationen negativer

Ionen, die zur Beobachtung der Wirkung verschiedener Faktoren des Zerfalls erforderlich sind [871].

Jedem Einfangprozeß eines freien Elektrons durch ein neutrales Atom entspricht ein umgekehrter Abtrennprozeß; Wahrscheinlichkeiten können, vom Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes ausgehend, in Beziehung zueinander gesetzt werden (Kap. VI, S. 163).

Führen wir die einzelnen Reaktionen, die zu einem Zerfall des negativen Ions führen, in ihrer Bedeutung der Reihe nach auf.

a) Ist die Austrittsarbeit des Metalls größer als die Elektronenaffinität, so wird die Wahrscheinlichkeit des Elektronenübergangs an das Metall bei einem Stoß des negativen Ions mit der metallischen Oberfläche groß sein. Deshalb spielen Metalloberflächen eine wichtige Rolle beim Zerfall negativer Ionen.

b) Die negativen Ionen zerfallen leicht beim Stoß mit angeregten Atomen, besonders wenn die Anregungsenergie die Elektronenaffinität etwas übertrifft. In diesem Fall braucht sich die Energie der Relativbewegung der Kerne nicht zu ändern. Die überschüssige Energie kann an das Elektron abgegeben und die Reaktion folgendermaßen geschrieben werden:

$$X^- + Y' \rightarrow X + Y + e\,. \tag{216}$$

c) Die Photoionisierung kann für hohe Lichtfrequenzen große Wahrscheinlichkeit besitzen und zum Zerfall der negativen Ionen führen.

d) Der Zerfall negativer Ionen durch Elektronen und schwere Teilchen. Dieser Vorgang ist dem Bildungsprozeß negativer Ionen durch Einfang eines freien Elektrons im Dreierstoß entgegengesetzt. Bei Stößen mit Elektronen kann die Zerfallswahrscheinlichkeit ebenso berechnet werden wie die Ionisierungswahrscheinlichkeit der neutralen Atome. Eine grobe Abschätzung der Ionisierungswahrscheinlichkeit negativer Ionen zeigt, daß das Wahrscheinlichkeitsmaximum für Elektronen mit einer 6 bis 7mal größeren Energie als die Energie A der Elektronenaffinität erreicht wird [874]. Die Bedingungen, unter denen die Stöße mit Atomen oder Molekülen zu einem Zerfall des negativen Ions führen können, werden durch die Energie der Relativbewegung von Ion und Atom bestimmt. Wenn die Energie der Relativbewegung die Energie der Elektronenaffinität um den Faktor 10 übersteigt, ist die Zerfallswahrscheinlichkeit durch Stöße beträchtlich.

e) Zerfall des negativen Ions unter gleichzeitiger Bildung eines Moleküls. Die kinetische Energie der Relativbewegung des negativen Ions und des neutralen Atoms, berechnet nach der kinetischen Gastheorie, ist von einer Größenordnung, die die Wahrscheinlichkeit der Vereinigung des Atoms X mit dem Ion Y^- (beim Stoß) zum Molekül XY sehr klein macht (ca. 10^{-5}).

f) Stöße negativer und positiver Ionen. Das negative Ion X^- und das positive Ion Y^+ können in folgende Wechselwirkungen treten:

$$\left.\begin{aligned} &1.\ X^- + Y^+ \rightarrow XY + h\nu\,,\\ &2.\ X^- + Y^+ + Z \rightarrow XY + Z,\\ &3.\ X^- + Y^+ \rightarrow X' + Y''\,. \end{aligned}\right\} \tag{217}$$

1. und 3. sind Prozesse zweier Teilchen, die Wahrscheinlichkeit ändert sich mit dem Druck nicht. 2. ist ein Prozeß im Dreierstoß, den man bei Niederdruck außer acht lassen kann. Den Ausstrahlungsprozeß 1. kann man mit der Strahlungsrekombination der Elektronen und positiven Ionen vergleichen. Mit Ausnahme des

Falles sehr langsamer Ionen kommt er nie mit einer größeren Wahrscheinlichkeit als 10^{-6} pro Stoß vor. Die Wahrscheinlichkeit des Prozesses 3. hängt von der Energie der Relativbewegung der Ionen ab und kann groß sein, wenn die Ionenenergie einige eV erreicht.

In der vorhergehenden Darlegung war von der Wahrscheinlichkeit individueller Prozesse der einen oder anderen Art die Rede. In jedem Gemisch, das negative Ionen enthält, muß man zur Abschätzung der relativen Häufigkeit der verschiedenen Stoßarten, die zur Abtrennung eines Elektrons führen, die jeweiligen Stoßzahlen berechnen. Zur Frage der Bildung und des Zerfalls negativer Ionen siehe auch [875—879, 896]. Über die Behandlung des negativen Ions in der Wellenmechanik siehe [893].

§ 5. Die Rekombination geladener Teilchen

Von allen oben aufgezählten Prozessen des Zerfalls der negativen Ionen hat in den Gasentladungsvorgängen der Prozeß, der beim Zusammentreffen eines positiven und eines negativen Ions auftritt und zur Bildung zweier neutraler Gaspartikel führt, eine besondere Stellung inne. Diesen Prozeß nennt man *Rekombination positiver und negativer Ionen* oder kürzer *Ionenrekombination.* Analog heißt die Bildung einer neutralen Gaspartikel durch ein positives Ion und ein freies Elektron Elektronenrekombination.

Betrachten wir nun diese Erscheinungen nicht vom Standpunkt der Elementarprozesse, wie sie in der Welt der Moleküle, Atome, Ionen und Elektronen vor sich gehen, sondern vom Standpunkt der makroskopischen Erscheinungen in der Entladung und untersuchen, wie die Konzentrationsveränderung der geladenen Teilchen im Gas infolge dieser Prozesse vor sich geht. Nehmen wir an, daß die geladenen Teilchen im ionisierten Gas positive und negative Ionen sind. Ihre Konzentration möge n_p und n_n betragen. Die Anzahl der Ionenrekombinationen in 1 cm³ pro Zeiteinheit wird unter sonst gleichen Bedingungen der Anzahl von Begegnungen des positiven Ions mit dem negativen Ion proportional sein. Diese Anzahl aber wird ihrerseits sowohl der Anzahl positiver als auch der Anzahl negativer Ionen in 1 cm³ des Gases proportional sein. Wir sind daher berechtigt, für die Abnahme der Ionenanzahl irgendeines Vorzeichens in 1 cm³ pro Zeiteinheit zu schreiben

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{dn_n}{dt} = -\alpha_i n_p n_n . \tag{218}$$

Der Faktor α_i im Ausdruck (218) wird *Rekombinationskoeffizient* der Ionen genannt und erscheint als eine makroskopische Größe, die den Prozeß charakterisiert. Sind die Konzentrationen der positiven sowie die der negativen Ionen einander gleich, d. h., ist $n_p = n_n = n$, so geht der Ausdruck (218) in

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_i n^2 \tag{219}$$

über.

Würden alle negativ geladenen Teilchen freie Elektronen sein und gleichzeitig mit der Rekombination keine Bildung negativer Ionen vor sich gehen, so könnten

wir dafür schreiben

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{dn_e}{dt} = -\alpha_e n_p n_e . \tag{220}$$

Bei der Rekombination geladener Teilchen ist folgendes zu beachten: Zur Rekombination ist nicht nur das Zusammentreffen zweier entgegengesetzt geladener Teilchen notwendig, sondern es ist noch erforderlich, daß die Geschwindigkeit der Relativbewegung dieser Teilchen nicht zu groß ist, damit die Teilchen nicht unbeeinflußt aneinander vorbeifliegen können wie ein schneller Komet, der an der Sonne vorbeifliegt, ohne sich in das Sonnensystem einzureihen. Es ist also für die Verwirklichung einer Rekombination geladener Teilchen sehr wesentlich, daß das geladene Teilchen beim Stoß mit neutralen Teilchen des Gases während der Annäherung an das andere geladene Teilchen seine kinetische Energie verliert. Da der Energieverlust eines schnellen Teilchens beim elastischen Stoß proportional dem Massenverhältnis der in Energieaustausch tretenden Teilchen ist, so haben positive und negative Ionen bedeutend größere Aussichten, sich einander mit einer für die Rekombination genügend kleinen Geschwindigkeit zu nähern als das freie sich einem positiven Ion nähernde Elektron. Außerdem wird bei der Rekombination eines Elektrons mit einem positiven Ion die überschüssige Energie ausgestrahlt, und die Realisierung des gesamten Prozesses ist noch von der Strahlungswahrscheinlichkeit abhängig, die sehr minimal ist. Der Rekombinationskoeffizient der Elektronen α_e ist daher um ein Vielfaches kleiner als der Rekombinationskoeffizient α_i der Ionen; α_i liegt in der Größenordnung von 10^{-6}; α_e bei 10^{-10}. α_e hängt sehr stark von der mittleren kinetischen Elektronenenergie im ionisierten Gas ab (von der Temperatur des Elektronengases) und wird auf optischem Wege aus der Helligkeit verschiedener Linien sowie aus dem kontinuierlichen Spektrum der Rekombinationsstrahlung bestimmt [883].

In Gasen, die fähig sind, einfache oder mehrfach negative Ionen zu bilden, geht die Rekombination von Elektronen und positiven Ionen hauptsächlich stufenweise vor sich: Die freien Elektronen lagern sich zuerst an die neutralen Moleküle an, indem sie mit ihnen negative Ionen bilden. Sodann geht beim Zusammentreffen des negativen Ions mit einem positiven ihre gemeinsame Rekombination vor sich. In solchem Fall muß die Gleichung (220) durch folgende drei Gleichungen ersetzt werden:

$$\frac{dn_p}{dt} = -\alpha_i n_p n_n - \alpha_e n_p n_e ; \tag{221}$$

$$\frac{dn_e}{dt} = -\beta_n n_e - \alpha_e n_p n_e ; \tag{222}$$

$$\frac{dn_n}{dt} = +\beta_n n_e - \alpha_i n_p n_n . \tag{223}$$

Hier ist β_n die Bildungswahrscheinlichkeit eines negativen Ions bei gegebener Konzentration n_n der neutralen Gaspartikel. Wir können β_n nicht als konstant bei verschiedenen n_n annehmen, da bei verschiedenen Konzentrationen der neutralen Gaspartikel die Häufigkeit der verschiedenen Elementarprozesse zur Bildung negativer Ionen verschieden sein kann.

Für den Fall, daß zur Zeit $t = 0$ die Konzentration der negativen Ionen Null ist (im Gas sind lediglich geladene Partikel in Gestalt positiver Ionen und Elektronen vorhanden), führt die Lösung der Gleichungen (221), (222) und (223) für

die zeitliche Änderung der Konzentration der Elektronen sowie der positiven und negativen Ionen zu den in Abb. 117 dargestellten Kurven. Erfolgt die Gasionisierung durch Fremdionisation mit q Ionenpaaren pro s und geht das Verschwinden der Ionen ausschließlich auf dem Wege der Rekombination im Gasvolumen vor sich, so tritt der stationäre Zustand des ionisierten Gases ein, wenn

$$q = \alpha_i n^2. \tag{224}$$

Im Gleichgewichtszustand des ionisierten Gases, wenn n infolge der gleichzeitigen Wirkung von Rekombination und äußerer Ionisation konstant bleibt, kann der Rekombinationskoeffizient mit der mittleren Lebensdauer τ des Ions, die durch die Gleichung

$$\tau = \frac{n}{\frac{dn}{dt}} \tag{225}$$

bestimmt wird, in Beziehung gesetzt werden. Bei einer solchen Bestimmung nehmen wir an, daß das Verschwinden eines jeden Ions allmählich mit der gleichen Geschwindigkeit $\frac{dn}{dt}$ für alle Ionen vor sich geht und daß τ die Zeit ist, in der unter dieser Bedingung sämtliche Ionen verschwinden. Nach (225) ist

$$\left|\frac{dn}{dt}\right| = \frac{n}{\tau}, \tag{226}$$

gleichzeitig ist jedoch nach (219)

$$\left|\frac{dn}{dt}\right| = \alpha_i n^2. \tag{227}$$

Hieraus finden wir:

$$\frac{n}{\tau} = \alpha_i n^2 \quad \text{oder} \quad \alpha_i = \frac{1}{\tau n}; \quad \tau = \frac{1}{\alpha_i n}. \tag{228}$$

Nach (228) ist τ um so kleiner, je größer die Ionenkonzentration und je größer der Rekombinationskoeffizient α_i sind. Für atmosphärische Luft ist α_i annähernd 10^{-6}, n beträgt an der Erdoberfläche beim gewöhnlichen elektrischen Zustand der Atmosphäre annähernd 10^3. Die mittlere Lebensdauer der durch die Wirkung radioaktiver Strahlung der Erdrinde und der kosmischen Strahlung geschaffenen Ionen ist in diesem Falle groß — annähernd 100 s.

Bei künstlicher Ionisierung der Luft nimmt τ infolge der Vergrößerung von n Werte an, die Bruchteilen einer Sekunde entsprechen. Die Ausdrücke (225) und (228) sind auf Gasentladungen nicht anwendbar, da die Ionen in der Entladung nicht nur infolge der Rekombination im Gasvolumen verschwinden. Außerdem hängt die Relativgeschwindigkeit der aufeinandertreffenden Ionen von der Feldstärke ab.

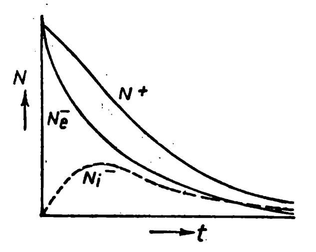


Abb. 117. Zeitlicher Verlauf der Einzelkonzentrationen bei stufenweiser Rekombination von positiven Ionen N^+ und Elektronen N_e^- unter Bildung negativer Ionen N_i^- nach den Gleichungen (221), (222) und (223)

Bei einer Fremdionisation des Gases wird die Gleichgewichtskonzentration n_∞ der Ionen nicht sofort erreicht. Setzt man voraus, daß die Ionenbildung nur durch Fremdionisation vor sich geht (bei der in 1 cm³ und 1 s q neue Ionenpaare gebildet werden, während die Ionen nur durch ihre gegenseitige Rekombination

verschwinden), und beschränkt man sich auf den Fall, daß die Rekombination an den Wandungen im Vergleich zur Rekombination im Volumen vernachlässigt werden kann (beispielsweise im Falle eines hohen Druckes oder eines großen Gasvolumens), so läßt sich schreiben:

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha_i n^2. \tag{229}$$

Nun integrieren wir die Gleichung (229). Die willkürliche Konstante werde mit $ln\, B$ bezeichnet. Geht man vom Logarithmus zum Numerus über, so ergibt sich:

$$\frac{1+\sqrt{\frac{\alpha_i}{q}}\,n}{1-\sqrt{\frac{\alpha_i}{q}}\,n} = Be^{2\sqrt{\alpha_i q}\cdot t},$$

woraus man

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}\,\frac{Be^{2\sqrt{\alpha_i q}\cdot t}-1}{Be^{2\sqrt{\alpha_i q}\cdot t}+1} = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}\,\frac{B-e^{-2\sqrt{\alpha_i q}\cdot t}}{B+e^{-2\sqrt{\alpha_i q}\cdot t}} \tag{230}$$

erhält. Die ursprüngliche Anzahl der Ionen in 1 cm³ bezeichnen wir mit n_0. Nimmt man an, daß $n = n_0$ bei $t = 0$ ist, so findet man die Konstante B:

$$B = \frac{\sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}+n_0}{\sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}-n_0}. \tag{231}$$

Ist im Ausdruck (230) $t = \infty$, so findet man den stationären Wert n_∞, dem sich n asymptotisch nähert, zu

$$n_\infty = \sqrt{\frac{q}{\alpha_i}}. \tag{232}$$

Setzt die Fremdionisation im Zeitpunkt $t = 0$ bei $n = n_1$ aus, so verwandelt sich der Ausdruck (229) in

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_i n^2. \tag{233}$$

Die Integration der Gleichung (233) ergibt

$$n = \frac{n_1}{1+\alpha_i n_1 t}. \tag{234}$$

Zur experimentellen Bestimmung von n wird eine Elektrode der Röhre oder das Gefäß, in dem sich das ionisierte Gas befindet, mit einem Elektrometer verbunden, und die andere Elektrode erhält für kurze Zeit ein hohes positives oder negatives Potential. In der Röhre wird ein starkes Feld geschaffen, unter dessen Wirkung sich sämtliche positiven bzw. sämtliche negativen Ionen sehr schnell auf dem Elektrometer sammeln. Es wird die Ladung Q, die das Elektrometer auf diese Weise erhält, gemessen. Ist V das Gefäßvolumen, so sind Q und n offenbar durch die Beziehung

$$Q = ne\,V \tag{235}$$

verbunden, die zur Bestimmung von n dient. Die Größe q wird durch die Sättigungsstromdichte i bestimmt (da in diesem Fall die Rekombination der Ionen außer acht

gelassen werden kann) nach der Formel

$$q = \frac{i}{e}. \tag{236}$$

Der Wert von α_i wird nach Formel (234) durch Messung von n in verschiedenen Zeitpunkten bestimmt. Man kann dazu auch die Formel (232) benutzen, wenn man vorher q bestimmt hat. Über die Erfassung der Ionendiffusion bei der Rekombination siehe [894].

Der Rekombinationskoeffizient α_i ist für das gegebene Gas eine charakteristische Größe [883]. Über die Größe von α_i gibt Tabelle 15 Auskunft.

Tabelle 15

Gas	Luft	O_2	H_2	CO_2	H_2O [100° C]
α_i 10^{-6}	1,603	1,612	1,440	0,868	etwa 0,86

Über Versuche zur Berechnung des Rekombinationskoeffizienten aus theoretischen Überlegungen an Hand von Elementarprozessen siehe [7], Bd. 1, S. 40—61 und [4], Bd. 1, S. 221—226. ENGEL und STEENBECK gelangten nach einer Reihe grober Annahmen und Näherungen zu Kurven für α_i in Abhängigkeit vom Gasdruck, wie sie in Abb. 118 dargestellt sind. Die ausgezogenen Kurven gelten für CO_2 und für Luft. Die punktierten Geraden auf der linken Seite der Abbildung sind das

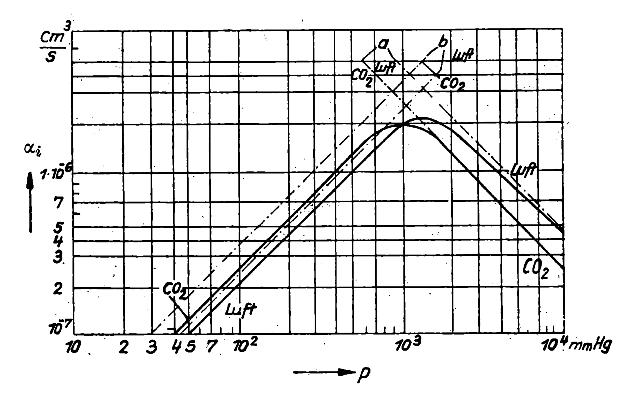


Abb. 118. Rekombinationskoeffizient α_i (theoretisch) positiver und negativer Ionen in Abhängigkeit vom Gasdruck p für Luft und für CO_2

Ergebnis von Berechnungen für kleinen Druck, auf der rechten für großen Druck des Gases. Wird die Stoßzahl zwischen den Ionen im Gasvolumen gering und mit der Zahl der Ionenstöße gegen die Wandungen vergleichbar, so muß man bei der Berechnung der Ionenabnahme die Prozesse ihrer Neutralisation an den Wandungen der Entladungsröhre und ebenso auf den Flächen anderer mit dem Gas in Berührung gelangender Körper berücksichtigen. Diese Bemerkung ist im Falle kleiner Gas-

volumina sehr wichtig (enge Spalte, dünne Kapillare u. dgl. m.). Über die Theorien der Ionenrekombination siehe [884]; experimentelle Daten finden sich in [888—892].

Bei einigen Versuchen der Gasionisierung durch einen Strahl schneller α-Teilchen fand man für α_i große Werte, viel größer als die gewohnten. Das erklärt sich dadurch, daß in diesem Fall die Gasionisierung nicht gleichmäßig im gesamten Volumen vor sich geht, sondern in einzelnen, gleichsam von den α-Teilchen durchbohrten Kanälen. In den gezeigten Versuchen hat α_i tatsächlich den normalen Wert, q dagegen ist bestimmt falsch, da die Ionisierung und Rekombination nur in diesen Kanälen vor sich geht und nicht gleichmäßig im gesamten Gasvolumen [885—887]. Siehe auch [880—882].

Bei geringem Gasdruck geht die Rückkehr der ionisierten Gasteilchen in den neutralen Zustand auf dem Wege der Elektronenrekombination mit den positiven Ionen vor sich. Hierbei spielt die Rekombination an den Wandungen die entscheidende Rolle, so daß man die Rekombination der positiven Ionen und Elektronen im Gasvolumen in den meisten Fällen außer acht lassen kann.

Zur Berechnung der Rekombination der Elektronen mit den positiven Ionen mit Hilfe des Koeffizienten α_e benutzt man oft die Rekombinationswahrscheinlichkeit w_e der Elektronen. Unter w_e versteht man die Rekombinationswahrscheinlichkeit eines Elektrons pro cm seines Weges im Gas oder, mit anderen Worten, das Verhältnis der Anzahl von Rekombinationen der Elektronen, die ein gegebenes Volumen einnehmen pro 1 cm Weg eines jeden von ihnen zu ihrer Gesamtanzahl in diesem Volumen.

Bei der Elektronenrekombination sind zwei wesentlich voneinander verschiedene Fälle zu berücksichtigen:

1. Es kann eine unmittelbare Rekombination des freien Elektrons und des positiven Ions vor sich gehen, bei der die überschüssige Energie des Elektrons in Form eines Lichtquants ausgestrahlt wird (Rekombinationsleuchten). Dieser Elementarprozeß ist das Gegenstück zur Photoionisation im Gas; die Wahrscheinlichkeit einer solchen Strahlung ist sehr klein und führt zu einem sehr kleinen Wert des Koeffizienten α_e.

2. Die Rekombination kann bei gleichzeitiger Wechselwirkung des positiven Ions und zweier Elektronen vor sich gehen (Dreierstoß). In diesem Falle neutralisiert ein Elektron das positive Ion, und das andere erhält die bei diesem Elementarprozeß auftretende Ionisierungsenergie in Form von kinetischer Energie. Solch ein Dreierstoß ist ein Elementarprozeß, der das Gegenstück zur Ionisierung durch unelastische Stöße erster Art darstellt. Die Wahrscheinlichkeit der Rekombination im Dreierstoß hängt von der Elektronenkonzentration in der Entladung ab.

Bei Niederdruck spielen, wie schon gezeigt, Wandungen und Flächen von festen oder flüssigen Körpern eine wesentliche Rolle bei der Rekombination. Die Körper nehmen die Ionisierungsenergie auf. Noch wesentlicher ist es, daß bei einer isolierten Wandung bzw. bei einem beliebigen in das Gas eingeführten isolierten Körper (Sonde, Gitter, Anodenschutzrohr im Quecksilberdampfgleichrichter) ein Prozeß ambipolarer Diffusion vor sich geht (beschrieben im Kap. X und XV). Durch diesen Prozeß gelangen ständig Elektronen und positive Ionen an die Wandung, wo ihre gegenseitige Neutralisation stattfindet. Bei elektrischen Gleich- oder Wechselfeldern, so z. B. bei Gasentladungsgleichrichtern, wird das Problem des Verschwindens geladener Teilchen im Gas oder, wie man sagt, das Problem der Entionisierung des Gases noch komplizierter.

Über die Elektronenrekombination siehe auch [895, 897] und über die Ionenrekombination [898].

IX. Die Bewegung der Elektronen und Ionen im Gas

§ 1. Die thermische Bewegung geladener Teilchen im Gas. Diffusion

Ebenso wie alle anderen Mikroteilchen sind die Elektronen und Ionen Träger von Wärmeenergie und befinden sich ständig in einer ungeordneten thermischen Bewegung. Die Bewegung gleicht der gewöhnlichen thermischen Bewegung der übrigen Teilchen, wenn kein Feld vorhanden ist. Keine Bewegungsrichtung ist gegenüber einer anderen bevorzugt; die verschiedenen Geschwindigkeiten der einzelnen Teilchen sind statistisch verteilt. Die Geschwindigkeit eines jeden Teilchens ändert ihre Größe und Richtung nach jedem Stoß (Wechselwirkung) mit einem anderen Teilchen. In erster Näherung brauchen wir solche in bezug auf die Gesamtzahl der Stöße seltenen Vorkommnisse wie die Stoßionisation, die Bildung negativer Ionen, die Rekombination positiver Ionen und Elektronen und andere nicht elastische Stöße nicht genauer erfassen. Wir sind berechtigt, das ionisierte Gas vom molekularkinetischen Standpunkt aus als Gemisch eines neutralen Gases mit besonderen Gasen zu betrachten, zusammengesetzt aus der Gesamtheit der Elektronen, positiven Ionen, negativen Ionen und angeregter Partikel. Bei jedem dieser Gase sind wir berechtigt, von seinem Partialdruck und von seiner Konzentration zu sprechen.

Wenn die Konzentration von Partikeln einer beliebigen Art gestört wird, so nimmt ihre thermische Bewegung den Charakter einer Diffusion an. Die durch die Flächeneinheit in der Zeiteinheit in Richtung abnehmender Konzentration strömende Teilchenzahl N der gegebenen Art und die Änderung der Konzentration n im gegebenen Punkt werden durch die allgemeinen Diffusionsgesetze bestimmt:

$$N = -D \frac{\partial n}{\partial x}, \tag{237}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \text{ bei } \frac{\partial n}{\partial x} < 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \text{ bei } \frac{\partial n}{\partial x} > 0. \tag{238}$$

Die X-Achse steht dabei senkrecht zur betrachteten Fläche. D ist der Diffusionskoeffizient der betrachteten Teilchenart im Gas unter den gegebenen Bedingungen. Das Minuszeichen in Gleichung (237) erscheint deshalb, weil die Diffusion in Richtung abnehmender Konzentration vor sich geht. Der Diffusionskoeffizient D ist mit dem arithmetischen Mittelwert der thermischen Geschwindigkeit $\bar{v}$ der Teilchen einer Art und mit der mittleren freien Weglänge λ durch die Beziehung

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{v} \tag{239}$$

verbunden. Die Beziehung (239) ist nur annähernd richtig; der Wert des Koeffizienten von $\lambda \bar{v}$ hängt vom Charakter der Wechselwirkung zwischen den Teilchen und der Berechnungsmethode ab.

Die experimentelle Bestimmung des Diffusionskoeffizienten der geladenen Teilchen geschieht folgendermaßen:

Läßt man das ionisierte Gas durch eine enge Metallröhre strömen, so wird die Ionenanzahl, die durch Diffusion zu den Wandungen der Röhre verlorengeht, viel größer sein als die Anzahl der Ionen, die durch Rekombination im Gas selbst verschwinden, und das um so mehr, je enger die Röhre und je größer die Fläche der

Wandungen in bezug auf das Röhrenvolumen ist. Die Anzahl der *verschwindenden Ionen* kann durch Messungen von n beim Eintritt und beim Austritt des Gases aus der Röhre bestimmt werden.

Tabelle 16

Gas	D_+ [cm²/s]	D_- [cm²/s]	$\frac{D_-}{D_+}$
Luft	0,028	0,043	1,54
Stickstoff	0,029	0,041	1,41
Kohlendioxyd	0,023	0,026	1,13
Wasserstoff	0,123	0,190	1,54
Sauerstoff	0,026	0,039	1,58

Bei der Bestimmung des Diffusionskoeffizienten von Ionen eines Vorzeichens werden die Ionen des entgegengesetzten Vorzeichens entfernt, indem man das Gas vorher durch ein Metallrohr strömen läßt, das die gleiche Polarität besitzt wie die Ionen, deren Koeffizient D bestimmt werden soll. Sodann bestimmt man in der stationären Strömung die Ladung von 1 cm³ des Gases vor dem Eintritt in die Röhre, in der die Diffusion gemessen wird, und nach seinem Austritt. Hieraus errechnet man die durch die Diffusion an die Wandungen verlorengegangene Anzahl der Ionen. Die Konzentration der Partikel des gegebenen Vorzeichens bestimmt man in diesem Fall folgendermaßen: Man läßt das Gas durch ein mit einem Elektrometer oder einem ballistischen Galvanometer verbundenes Metallrohr strömen, an das eine entsprechende Spannung gelegt wird, und bestimmt einerseits die durch das Metallrohr geströmte Gasmenge und andererseits die von der Rohrwandung aufgenommene Ladungsmenge.

Durch Versuche ähnlicher Art sind die in Tabelle 16 als Richtwerte (bei 15° C und Atmosphärendruck) aufgeführten Diffusionskoeffizienten gefunden worden. Fehlt ein äußeres Feld oder ist es unbedeutend klein und befindet sich das ionisierte Gas im thermodynamischen Gleichgewicht, so ist es möglich, nach Bestimmung des Diffusionskoeffizienten D und bei Kenntnis der Temperatur des ionisierten Gases die freie Weglänge λ der Teilchen gegebener Art unter den Bedingungen des durchgeführten Versuches zu ermitteln. Über die Diffusion von Elektronen siehe [943, 944].

§ 2. Die Bewegung geladener Teilchen im Gas unter der Wirkung eines äußeren Feldes. Beweglichkeit der Ionen und Elektronen

Ist im Gas ein elektrisches Feld mit der Feldstärke E vorhanden, so wird die Bewegung der geladenen Teilchen, der Ionen und Elektronen, um einiges anders als die gewöhnliche ungeordnete Bewegung der Gaspartikel: Der ungeordneten thermischen Teilchenbewegung wird durch die Wirkung des Feldes eine gerichtete Bewegung längs der Feldlinien überlagert. Der Weg eines geladenen Teilchens zwischen zwei Stößen ist nicht mehr geradlinig, sondern in Richtung der Kraftlinien parabolisch gekrümmt. Jedes Teilchen wird sich allmählich der Elektrode nähern, deren Vorzeichen seinem entgegengesetzt ist. Der von einem Teilchen in der Zeit Δt zurück-

gelegte Weg Δs mit seinen sämtlichen Wendungen und Zickzackläufen wird größer sein als die Entfernung Δx, die das Teilchen in der gleichen Zeit in Richtung einer Kraftlinie zurücklegt. Die Beziehung $\frac{\Delta s}{\Delta x} = h$ wird *Umwegfaktor* genannt.

ν sei die Anzahl der Stöße, die das Teilchen in der gleichen Zeit Δt ausführt. Die Größe $l = \frac{\Delta x}{\nu}$ ist die *mittlere freie Weglänge des Teilchens in Richtung der Feldlinien.* Auf der Wegstrecke Δx erwirbt das Teilchen unter der Wirkung des Feldes eine zusätzliche Energie $eE\,\Delta x$. Bei jedem elastischen und unelastischen Stoß verliert das geladene Teilchen einen gewissen Teil f seiner Energie $\mathcal{E}$. Die gesamte Energie, die das Teilchen bei allen Stößen auf dem Abschnitt Δx einbüßt, wird gleich $\nu f \mathcal{E}$ sein. Solange

$$\nu f \mathcal{E} < e \cdot E \Delta x \tag{240}$$

zutrifft, werden die Energie und die Geschwindigkeit des Teilchens bei der Fortbewegung von einer Elektrode zur anderen ansteigen. Der mittlere Energieanteil, der dem Teilchen bei jedem elastischen Stoß verlorengeht, ist konstant und gleich $2\frac{m}{M}$, wobei m die Masse des geladenen Teilchens und M die Masse der neutralen Partikel sind, mit der der Stoß vor sich ging. Bei unelastischen Stößen verliert das geladene Teilchen nicht den Teil $2\frac{m}{M}$ seiner Energie, sondern eine bestimmte Energie, die der Ionisierungs- bzw. Anregungsenergie entspricht. Die Anzahl der elastischen Stöße ist im Vergleich zur Anzahl der unelastischen Stöße jedoch sehr groß. Daher kann man den Koeffizienten f im Ausdruck (240) als konstant betrachten.

Mit der Vergrößerung von $\mathcal{E}$ vergrößert sich auch $\nu f \mathcal{E}$, das heißt, es vergrößert sich die auf dem Wege Δx von den Teilchen eingebüßte Energie. Wird $\nu f \mathcal{E}$ gleich $eE\Delta x$, so wird sich der zeitliche Mittelwert der Energie des Teilchens nicht mehr ändern. Es tritt eine stationäre Strömung des Teilchens ein, und seine mittlere Geschwindigkeit von einer Elektrode zur andern wird konstant. Die Geschwindigkeit, mit der ein Ion oder Elektron sich in Richtung der Kraftlinien bei der Feldstärke Eins bewegt, heißt *Beweglichkeit* des Elektrons oder des Ions. Theorie und Experiment zeigen, daß für Ionen die Geschwindigkeit u der Feldstärke proportional ist, das heißt

$$u = KE, \tag{241}$$

worin K, wie aus der angegebenen Definition folgt, die Beweglichkeit ist. Für Elektronen ist die Abhängigkeit zwischen u und E komplizierter.

Auf diese Weise findet bei der Bewegung geladener Teilchen im Gas unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes erst in einiger Entfernung vom Ausgangspunkt und nach Ablauf einiger Zeit vom Beginn der Bewegung eine erzwungene Bewegung mit einer ständig anwachsenden Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Kraftlinien statt. Da mit der Vergrößerung der kinetischen Energie des Teilchens die von ihm bei jedem Stoß abgegebene Energie immer größer wird, die pro freie Weglänge erworbene Energie im Mittel aber konstant bleibt, wird der Geschwindigkeitszuwachs des geladenen Teilchens nach Maßgabe seiner Fortbewegung stetig kleiner. Die Geschwindigkeit der gerichteten Teilchenbewegung (Drift) nähert sich asymptotisch einem Grenzwert [907]. Die Strecke L vom Bewegungsanfang des geladenen Teilchens bis zu dem Punkt, an dem die Bewegung aufhört, sowie die dafür notwendige Zeit τ hängen von der im Mittel beim Stoß eingebüßten Energie

des Teilchens ab. Andererseits werden L und τ um so größer, je kleiner die Gasdichte ist; L und τ hängen von der Feldstärke E ab. Für positive und negative Ionen, die sich in einem Gas von großer Dichte bewegen (z. B. bei Atmosphärendruck), sind L und auch τ sehr klein und können vernachlässigt werden. Das ist jedoch nicht immer statthaft, z. B. nicht bei der Aufstellung einer Theorie des Kathodenfallgebietes einer Glimmentladung bei niedrigem Gasdruck.

Die Abhängigkeit der freien Weglänge des Elektrons von seiner Geschwindigkeit trägt zur weiteren Komplikation der Frage der Beweglichkeit der Elektronen bei (siehe § 4 dieses Kapitels).

Als Beweglichkeit des Ions bzw. des Elektrons bezeichnet man entweder die Geschwindigkeit in cm/s bei einer Feldstärke von 1 CGSE pro 1 cm oder die Geschwindigkeit in cm/s bei einer Feldstärke von 1 V pro 1 cm.

§ 3. Experimentelle Methoden zur Bestimmung der Beweglichkeit von Ionen und Elektronen

Die älteste und unvollkommenste Methode zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeit ist die „Durchströmungsmethode“ [929, 930], deren grundsätzliches Schema in Abb. 119 dargestellt ist. N_1 und N_2 sind zwei im Gas untergebrachte Gitter. Gitter N_1 ist mit einem Elektrometer verbunden, an N_2 ist eine in bezug auf N_1

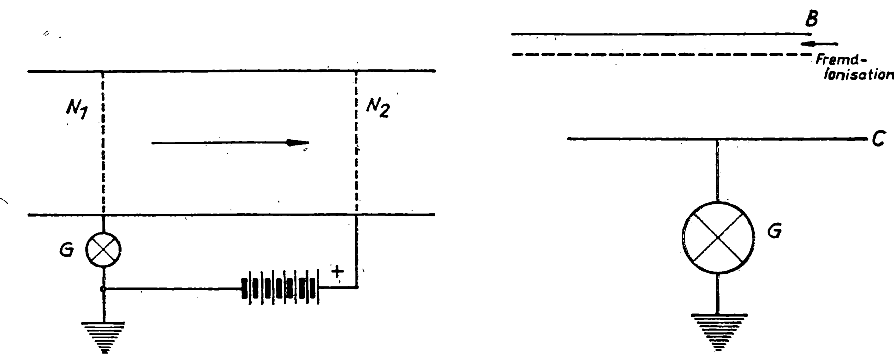


Abb. 119. Prinzipanordnung zur Bestimmung der Beweglichkeit nach der Durchströmungsmethode

Abb. 120. Prinzipanordnung zur Methode von RUTHERFORD

positive Spannung gelegt. Zwischen N_1 und N_2 findet eine Fremdionisation des Gases statt. Beim Durchströmen des Gases durch die Gitter in Richtung des Pfeils von N_1 nach N_2 werden sich die Ionen mit der Beweglichkeit K_p unter der Wirkung des elektrischen Feldes von rechts nach links mit einer Geschwindigkeit K_pE bewegen, der Gasstrom wird sie jedoch von links nach rechts mit einer Strömungsgeschwindigkeit w forttragen. Die positiven Ionen werden nur dann zum Gitter N_1 gelangen und das damit verbundene Elektrometer positiv aufladen, wenn $K_pE > w$ ist. Um K_p zu bestimmen, ändert man die Potentialdifferenz zwischen den Gittern

N_1 und N_2 und stellt fest, bei welcher Feldstärke E sich das Elektrometer bei einer gegebenen Gasgeschwindigkeit w aufzuladen beginnt. Lädt man das Gitter N_2 in bezug auf N_1 negativ auf, so bestimmt man auf die gleiche Art die Beweglichkeit K_n der negativen Ionen.

Verbreitete Anwendung fand die Methode zur Bestimmung der Beweglichkeit von RUTHERFORD [925, 926, 928]. Das Gas wird auf oder an der Oberfläche einer ebenen Elektrode B (Abb. 120) ionisiert. Zwischen dieser und der ihr parallelen Elektrode C, die sich in einer Entfernung d von der ersten befindet, wird ein Wechselfeld $E_0 \cdot \sin \frac{2\pi t}{T}$ gelegt. Die Elektrode C ist mit dem Elektrometer G verbunden. Besitzt die Beweglichkeit eine konstante von der Feldstärke unabhängige Größe K, so ist der Weg s, der von den Ionen in der Zeit einer Halbperiode, während der sie sich unter Wirkung des Feldes von B nach C bewegen, gleich

$$s = \int_0^{\frac{T}{2}} K E_0 \sin \frac{2\pi t}{T} dt = \frac{T \cdot K E_0}{\pi}. \tag{242}$$

Ist $s < d$, so erreichen die in unmittelbarer Nähe von B gebildeten Ionen die gegenüberliegende Elektrode C nicht, und das Elektrometer zeigt keinen Strom an. Zur Bestimmung der Beweglichkeit vergrößert man die Amplitude E_0, bis durch das Elektrometer ein Strom fließt, und findet K nach der Formel

$$K = \frac{\pi d}{T \cdot E_0}. \tag{243}$$

Die Methode RUTHERFORDs kann auch bei Anwendung eines periodisch unterbrochenen Gleichstroms benutzt werden.

Bildet man die Elektrode B als Gitter aus, so kann durch Anwendung der RUTHERFORDschen Methode nicht nur die Beweglichkeit von Ionen, die an der Oberfläche der Elektrode B gebildet worden sind, sondern auch die von Ionen, die in der Gasentladung zwischen dem Gitter B und irgendeiner dritten Elektrode, die hinter B untergebracht ist, bestimmt werden (FRANCKsche Methode).

Die dritte, besonders wichtige Methode zur Bestimmung der Beweglichkeit besteht in der Anwendung von „Sperrgittern". Vor die Elektrode B (Abb. 121) setzt man ein Gitter N_1, das aus parallelen Drähten besteht. Ein gleiches Gitter N_2 setzt man vor die Elektrode C. Die Drähte eines jeden Gitters verbindet man abwechselnd mit den Polen einer Wechselspannungsquelle, wobei man auf diese Weise ein Wechselfeld zwischen jeweils zwei nebeneinanderliegenden Drähten erzeugt [908, 909, 918—922]. Jedes der Gitter N_1 und N_2 läßt Ionen nur dann ohne jede Anziehung

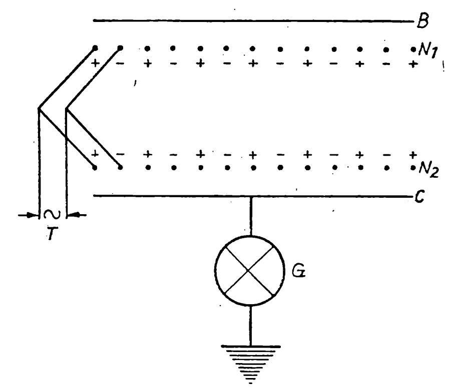


Abb. 121. Prinzipanordnung zur Sperrgittermethode

und ohne Verminderung der Ionenstromstärke hindurch, wenn das Wechselfeld zwischen den Drähten des Gitters durch Null geht. Liegt zwischen B und C eine Gleichspannung, so können alle Ionen nur dann durch die Sperrgitter N_1 und N_2 von B nach C treten, wenn die Flugdauer auf dem Wege von N_1 nach N_2 ein ganzes Vielfaches einer Halbperiode der Wechselspannung beträgt, die an den Gitterdrähten liegt. Indem man die zwischen den Gittern liegende Spannung U variiert, bestimmt man, bei welchem U und in welcher Periode T der Ionenstrom zur Elektrode C ein Maximum besitzt, und berechnet hieraus K. Die Sperrgittermethode ist nicht nur zur Bestimmung der Beweglichkeit, sondern auch zur Trennung des Ionenstromes vom Elektronenstrom geeignet [910 bis 911]. An Stelle eines Gitters mit wechselnder Polarität der einzelnen Drähte kann man auch zwei eng benachbarte parallele Gitter benutzen. Dann muß jedes Gitter für sich an eine Klemme der Wechselspannungsquelle angeschlossen werden.

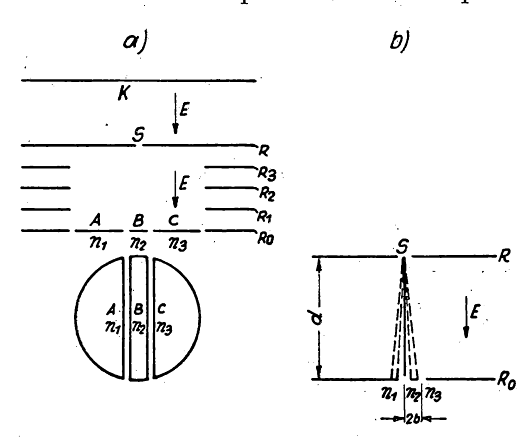


Abb. 122. Prinzipanordnung nach TOWNSEND zur Bestimmung der Elektronenbeweglichkeit

Die Elektronenbeweglichkeit wurde von TOWNSEND mit Hilfe gleichzeitiger elektrischer und magnetischer Ablenkung eines Elektronenstrahls im Gas bestimmt [913, 931, 932]. Die an der Kathode K (Abb. 122) erzeugten Photoelektronen gelangen durch den Spalt S in ein homogenes Feld zwischen R und R_0. Die Homogenität des Feldes wird durch die zusätzlichen Elektroden R_1, R_2 und R_3 gewährleistet. Der Elektronenstrahl erfährt im Gas eine gewisse Streuung und wird durch die Platten n_1, n_2 und n_3 aufgefangen. Das Plattensystem n_1, n_2 und n_3 ist bezüglich der Strahlachse um die Entfernung b verschoben, und daher sind die Ströme auf die Segmente n_1 und n_3, I_1 und I_3 einander nicht gleich. Ordnet man das Magnetfeld senkrecht zur Zeichenebene an und verändert die Feldstärke H, so läßt sich der Elektronenstrahl so ablenken, daß I_1 gleich I_3 wird. Die Ablenkgeschwindigkeit des sich im elektrischen Felde bewegenden Elektronenstrahles unter der Einwirkung des Magnetfeldes ist

$$u_y = K_e H \bar{u}, \tag{244}$$

wobei

$$\bar{u} = K_e E \tag{245}$$

die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen im elektrischen Felde zwischen R und R_0 darstellt. Das Verhältnis der Ablenkung unter der Wirkung des Magnetfeldes zum Abstand d zwischen R und R_0 ist gleich dem Verhältnis der Geschwindigkeiten u_y zu $\bar{u}$. Hieraus folgt, wenn $I_1 = I_3$,

$$\frac{K_e H \bar{u}}{K_e E} = \frac{H \bar{u}}{E} = \frac{b}{d} \tag{246}$$

oder

$$\bar{u} = \frac{E b}{H d} \quad \text{und} \quad K_e = \frac{b}{H d}. \tag{247}$$

Wählt man für jedes E einen Wert H, der $I_1 = I_3$ entspricht, so kann man die Abhängigkeit für $\bar{u}$ von E bestimmen und damit auch die Elektronenbeweglichkeit K_e.

Mit dem gleichen Gerät untersuchte TOWNSEND die Diffusion eines Elektronenstrahles im Gas durch Messungen der Ströme I_1, I_2 und I_3 bei symmetrischer Lage der Platten n_1, n_2 und n_3 bezüglich der Strahlachse.

Die Messung der Ionenbeweglichkeit ist die wichtigste Methode zum Studium der sich im Gas bei Atmosphärendruck bildenden Ionen, da die Ablenkungen der geladenen Teilchen im elektrischen und magnetischen Feld, die bei niedrigem Druck Bestimmungsmöglichkeiten der Ionennatur bieten, wie die Massenspektrographie von THOMSON und ASTON bei hohem Druck völlig unbrauchbar sind. Die Ionisierung von Gasen bei Atmosphärendruck, speziell von atmosphärischer Luft, wurde besonders bei der Erforschung der atmosphärischen Elektrizität studiert, unabhängig von Untersuchungen bei Entladungen in Gasen bei niedrigem Druck.

Wie durch Messungen festgestellt wurde, sind die sich in der Erdatmosphäre unter der Wirkung der Sonnenstrahlung und anderer Ursachen bildenden Ionen sehr verschieden. Die erzielten Ergebnisse hängen stark von den Versuchsbedingungen ab: Von dem Ort der Erdoberfläche, an dem die Untersuchung vorgenommen wird, von der Tages- und Jahreszeit, von der Witterung, von den Eigenschaften und Bedingungen der Erdoberfläche am gegebenen Ort (Trockenheit, Meer, Vegetation oder Fehlen derselben) usw.

Jede Änderung der Ionenbeweglichkeit eines gegebenen Gases wird als Veränderung der Natur des Ions betrachtet. Diejenigen Ionen, die man im gegebenen Gas am meisten antrifft, wenn es Atmosphärendruck und Zimmertemperatur besitzt, nennt man *normale* Ionen.

In Tabelle 17 sind die Beweglichkeiten in $\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$ normaler Ionen einiger Gase angeführt, wie sie seinerzeit mit den alten Methoden bestimmt wurden und häufig angeführt werden. Die in der Tabelle angegebenen Daten sind lediglich als grobe Richtwerte zu betrachten, da zwischen den Werten, die von verschiedenen Forschern gemessen wurden, große Differenzen bestehen und für einige der Angaben (beispielsweise bei Luft) eine Multiplizierung mit 1,21 notwendig wird, um richtige Werte zu erhalten[1]).

Wie die Tabelle zeigt, ist die Beweglichkeit um so kleiner, je schwerer und größer (organische Stoffe) das Gas- bzw. Dampfmolekül ist. Die Beweglichkeiten der positiven und der negativen Ionen unterscheiden sich wenig.

Für die Abhängigkeit der Ionenbeweglichkeit vom Druck und der Temperatur muß bemerkt werden, daß die Veränderung dieser Größen die Veränderung der Ionennatur nach sich zieht. Bei unveränderter Ionennatur ist die Beweglichkeit des Ions umgekehrt proportional zur Gasdichte; folglich ist sie bei konstanter Temperatur umgekehrt proportional zum Druck. In der Zeit nach ihrer Bildung wird ihre Natur und damit auch ihre Beweglichkeit verändert. Diese Erscheinung ist unter dem Namen „*Altern der Ionen*" bekannt. Deshalb ist es notwendig, wenn man annähernd genaue Daten über die Beweglichkeit der Ionen (besonders in Gas-

---

[1]) Hierüber siehe [16].

gemischen) anführt, ihr Alter anzugeben. Genaue Angaben über die Methoden und Ergebnisse der Beweglichkeitsuntersuchungen findet man im Buch [16].

Gewisse Gase, besonders Wasserdampf, vermindern bereits bei sehr geringem Zusatz zu einem reinen Gas stark die Ionenbeweglichkeit, insbesondere die der negativen Ionen. Außer Wasserdampf wirken (in abnehmender Folge nach der Größe des Effektes) stark die Beweglichkeit vermindernd Alkoholdämpfe, Dämpfe von Fettsäuren, Aceton-, Chloroform- und Ätherdampf; schwach wirken Kohlenwasserstoffe. Die Beweglichkeitsverminderung erklärt man durch die Bildung von Ionenkomplexen aus den beigemischten Molekülen. In sehr reinen Edelgasen beobachtete man sehr große Beweglichkeiten der negativ geladenen Teilchen: N_2 — 120, Ar — 206, H_2 — 500 $cm^2/V\,s$. Andererseits beobachtet man bei verschiedenen Arten der Gasionisierung schwere Ionen mit Beweglichkeiten, die 100- bis 10000mal kleiner sind als die der normalen Ionen.

Tabelle 17

Gas	K_p	K_n	K_n/K_p
Luft	1,372	1,909	1,377
Wasserstoff	6,70	7,95	1,186
Stickstoff	1,27	1,84	1,449
Sauerstoff	1,29	1,79	1,387
Kohlendioxyd	0,81	0,85	1,049
Wasserdampf (100° C)	1,10	0,95	0,864
Äthylalkohol (79° C)	0,39	0,41	1,051
Aceton (Siedepkt.)	0,31	0,29	0,935

Die großen Beweglichkeiten negativer Ladungsträger werden durch das Auftreten freier Elektronen erklärt. Nach der von J. J. THOMSON entwickelten Theorie kann ein negativ geladenes Teilchen einen Teil des Weges von der Kathode zur Anode als freies Elektron und einen weiteren Wegteil als negatives Ion durchlaufen. Es geht ständig ein Zerfall und eine Neubildung negativer Ionen vor sich. In diesem Falle kann sich die durch einen Versuch bestimmte Beweglichkeit als eine gewisse mittlere Größe erweisen, größer als die Beweglichkeit der negativen Ionen und kleiner als die Beweglichkeit von Elektronen. Werte der Beweglichkeit, die kleiner sind als die normalen Werte, weisen auf die Bildung schwerer Molekülionen im Gas hin. Außergewöhnlich kleine Beweglichkeiten sind den im Gas zerstäubten fremden festen und flüssigen Teilchen zuzuschreiben. Diese Teilchen bewegen sich gleichmäßig im Gas unter der Wirkung des Feldes einerseits und unter der Wirkung der Gasreibung andererseits mit einer Geschwindigkeit, die für nicht zu kleine Teilchen nach dem STOKESschen Gesetz

$$v = \frac{eE}{6\pi a\eta} \tag{248}$$

bestimmt wird, wobei e die Ladung des Teilchens, a sein Halbmesser und η der Koeffizient der inneren Reibung des gegebenen Gases sind.

Die meisten in der Literatur beschriebenen Beweglichkeitsmessungen positiver und negativer Ionen sind bei kleinen Werten von $\frac{E}{p}$, d. h. bei großem Druck und nicht zu großer Feldstärke, vorgenommen worden. Unter solchen Bedingungen erweisen sich die Beweglichkeiten als von der Feldstärke unabhängig. Aus den Untersuchungen der Koronaentladung von TOWNSEND [912] kann man schließen, daß der Einfluß der Feldstärke auf die Ionenbeweglichkeit in atmosphärischer Luft sehr stark vom Feuchtigkeitsgehalt der Luft abhängt.

Die Frage der Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Feldstärke, genauer gesagt vom Verhältnis $\frac{E}{p}$, wurde für positive Ionen 1934 von MITCHEL und RIEDLER [914] und für die negativen Ionen 1938 von I. I. BALOG geklärt [915, 916]. Sowohl bei den positiven als auch bei den negativen Ionen zeigte sich, daß beim Anstieg von $\frac{E}{p}$ die Ionenbeweglichkeit in einem bestimmten Intervall konstant bleibt, sodann, nach Erreichung eines gewissen kritischen Wertes $\left(\frac{E}{p}\right)_c$, anwächst, so daß es möglich ist, K in Abhängigkeit von E bei gegebenem p in erster Näherung für $\frac{E}{p} > \left(\frac{E}{p}\right)_c$ durch die lineare Beziehung

$$K = K_0 + K_2(E - E_0) = K_1 + K_2 E \tag{249}$$

darzustellen, mit

$$K_1 = K_0 - K_2 E_c. \tag{250}$$

Für verschiedene Ionen ist $\left(\frac{E}{p}\right)_c$ und die Neigung des geradlinigen Teils für $\frac{E}{p} > \left(\frac{E}{p}\right)_c$ verschieden. Diese quantitativen Zusammenhänge fanden in den Arbeiten HERSCHEYS im Jahre 1938 [917] eine theoretische Deutung. Nach seinen Berechnungen müßte bei weiterer Vergrößerung von $\frac{E}{p}$ das Anwachsen von K durch ein Abnehmen dieser Größe abgelöst werden. Wir führen in Abb. 123 die Meßergebnisse der Beweglichkeit negativer Ionen nach BALOG an. Kurve I bezieht sich auf sorgfältig gereinigten und getrockneten Sauerstoff, Kurve II auf reine trockene Luft, Kurve III auf reine Luft, die 2,3% Wasserdampf enthält. Kurve III zeigt, daß bei kleinen $\frac{E}{p}$-Werten die Beweglichkeit der

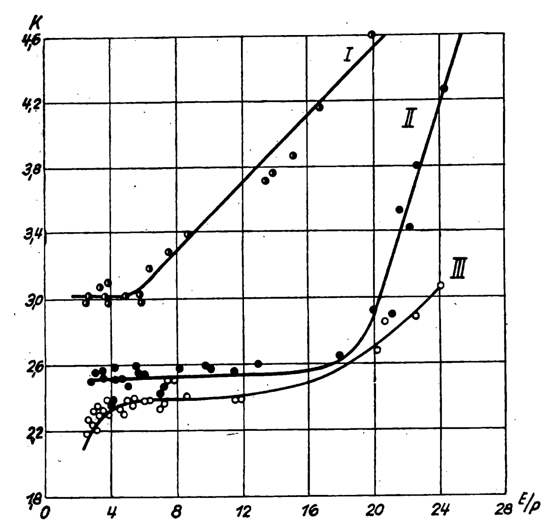


Abb. 123. Beweglichkeit negativer Ionen in Abhängigkeit von $\frac{E}{p}$ für Sauerstoff, für trockene von CO_2 gereinigte Luft und für feuchte von CO_2 gereinigte Luft

Ionen in feuchter Luft mit abnehmender Feldstärke oder zunehmendem Druck kleiner wird und daß bei sehr kleinem $\frac{E}{p}$, wie es im allgemeinen bei Beweglichkeitsmessungen anderer Experimentatoren der Fall war, sich den Tabellenwerten von K für Luft, die keiner speziellen Trocknung unterworfen war, nähert. Ein derartiges Verhalten der Beweglichkeit negativer Ionen in feuchter Luft erklärt sich durch die Bildung schwerer komplexer Ionen, die aus Molekülionen und deren anhaftenden Wassermolekülen bestehen. Die Untersuchungen von Balog sind nach einer Methode durchgeführt worden, die eine geringfügige Veränderung der Sperrgittermethode von Tyndall und van de Graaf [918—921] darstellt. Untersuchungen der Beweglichkeit von Ionen und Elektronen finden sich auch in [940—942, 945—949, 996—999, 1004, 1005, 1009, 1013].

§ 4. Theorien der Beweglichkeit von Ionen und Elektronen

Bei elementaren Berechnungen der Beweglichkeit geladener Teilchen in einem Gas wird eine Reihe von Annahmen gemacht, welche das Problem stark vereinfachen. Als Folge davon unterscheiden sich die für die Beweglichkeit erhaltenen Zahlenwerte stark von den experimentellen Werten. Die erhaltenen Beziehungen gestatten es aber, eine Reihe allgemeiner Schlüsse über den Charakter der Beweglichkeit in Abhängigkeit von einer Reihe Parameter zu ziehen, und geben auch die Möglichkeit, zu zeigen, daß die Beweglichkeit bei kleinen Feldstärken E nicht von E abhängt und daß die Beweglichkeit der Elektronen mit wachsendem E kleiner wird.

Die erste Annahme zur Vereinfachung des Problems besteht darin, daß die freie Weglänge eines geladenen Teilchens ausschließlich von dem Durchmesser des geladenen Teilchens und dem Durchmesser der neutralen Gaspartikel bestimmt wird, oder mit anderen Worten, die Stöße des gegebenen Ladungsträgers mit allen anderen Partikeln des Gases gehen wie Stöße fester Kugeln vor sich (Annahme I). Die zweite Vereinfachung besteht darin, daß das geladene Teilchen bei jedem Stoß seine ganze gerichtete Geschwindigkeit verliert und nur seine thermische Geschwindigkeit beibehält und somit wiederum einen neuen freien Lauf ohne eine anfänglich gerichtete Geschwindigkeit beginnt (Annahme II). Die dritte Annahme, die speziell für die Bewegung positiver und negativer Ionen im Gas gilt, besteht darin, daß die gerichtete Geschwindigkeitskomponente des geladenen Teilchens im Vergleich zur Geschwindigkeit der ungeordneten Bewegung klein ist (Annahme III).

Im folgenden bezeichnen wir mit λ_1 die freie Weglänge des geladenen Teilchens bei seiner thermischen Bewegung, mit τ_1 die Zeit zwischen zwei Stößen, mit l_1 den dabei zurückgelegten Weg des Teilchens in Richtung des Feldes, mit λ, τ, l die Mittelwerte dieser Größen, mit v die thermische Geschwindigkeit, mit u_τ die Fortschreitungsgeschwindigkeit des Teilchens auf der Strecke l_1, mit E die elektrische Feldstärke, mit m die Masse des Teilchens und mit e seine Ladung. Dann wird die dem Teilchen vom Felde erteilte Beschleunigung gleich $\frac{eE}{m}$ sein. Folglich werden wir

$$l_1 = \frac{1}{2}\frac{eE}{m}\tau_1^2, \quad \tau_1 = \frac{\lambda_1}{v} \tag{251}$$

erhalten, woraus

$$u_\tau = \frac{l_1}{\tau_1} = \frac{e\lambda_1}{2mv} E \tag{252}$$

folgt. Um von der Fortschreitungsgeschwindigkeit auf der gegebenen freien Weglänge λ_1 zu der mittleren Driftgeschwindigkeit des geladenen Teilchens überzugehen, bezeichnen wir die Anzahl der von diesem Teilchen frei durchlaufenen Wegstrecken (sie ist auch identisch mit der Anzahl der Stöße) beim Zurücklegen von 1 cm in Richtung des Feldes mit n und ermitteln den Mittelwert $\bar{u}_\tau$ auf allen diesen Strecken. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen das Intervall zwischen λ und $\lambda + d\lambda_1$ frei durchläuft, beträgt

$$\frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} d\lambda. \tag{253}$$

Deshalb ist die Anzahl der Stöße, für die die freie Weglänge in dem angegebenen Intervall liegt, gleich

$$dn_{\lambda_1} = \frac{n}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} d\lambda_1. \tag{254}$$

Da die thermische Geschwindigkeit des Teilchens in verschiedenen Punkten verschieden ist, muß bei der Berechnung des Mittelwertes von u_τ in allen Punkten die Wahrscheinlichkeit berücksichtigt werden, daß die thermische Geschwindigkeit auf der gegebenen Wegstrecke im Intervall von v bis $v + dv$ liegt. Bei einer MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung wird diese Wahrscheinlichkeit durch den Ausdruck

$$\frac{dn_v}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} dv \tag{255}$$

gegeben, wobei v_0 die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der MAXWELL-Verteilung ist.

Für den Fall, daß sich die Gasteilchen wie elastische Kugeln verhalten, hängt die freie Weglänge nicht von der Geschwindigkeit v ab. Nach dem Gesetz der Wahrscheinlichkeit schließen wir, daß die Anzahl der Stöße eines Ladungsträgers, dessen freie Weglänge im Intervall von λ_1 bis $\lambda_1 + d\lambda_1$ und dessen Geschwindigkeit im Intervall von v bis $v + dv$ liegen,

$$dn_{\lambda_1 v} = dn_{\lambda_1} \cdot \frac{dn_v}{n} = n \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} \cdot \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} d\lambda_1 dv \tag{256}$$

ist. Die mittlere Geschwindigkeit des Teilchens in Richtung des Feldes beträgt

$$u = u_\tau = \frac{1}{n} \int\limits_{v=0}^{v=\infty} \int\limits_{\lambda_1=0}^{\lambda_1=\infty} u_\tau \, dn_v \, dn_{\lambda_1}. \tag{257}$$

Durch Einsetzen der obigen Werte finden wir

$$u = \frac{eE}{m\sqrt{\pi}} \int\limits_0^\infty \frac{2v}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} dv \int\limits_0^\infty \frac{\lambda_1}{\lambda} e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} d\lambda_1, \tag{258}$$

woraus dann endgültig

$$u = \frac{eE\lambda}{\sqrt{\pi} m v_0} = 0{,}56 \frac{eE\lambda}{m v_0} \tag{259}$$

folgt. Führt man in (259) an Stelle der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit den arithmetischen Mittelwert der Geschwindigkeit $\bar{v}$ und den Effektivwert der Geschwindigkeit c ein, so finden wir die analogen Ausdrücke

$$u = \frac{2}{\pi} \frac{eE\lambda}{m\bar{v}} = 0{,}64 \frac{eE\lambda}{m\bar{v}}, \tag{260}$$

$$u = \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \frac{eE\lambda}{mc} = 0{,}69 \frac{eE\lambda}{mc}. \tag{261}$$

Alle drei Formeln lassen sich zu einer vereinigen:

$$u = a \frac{eE\lambda}{mw}. \tag{262}$$

In dieser Formel ist a ein Koeffizient zwischen 0,5 und 1 und w die mittlere Geschwindigkeit des geladenen Teilchens, ohne daß dieser Begriff präzisiert wird.

Die Anwendungsgebiete der allgemeinen Formel (262) sind weitreichender als die Anwendungsbereiche der Formeln (259), (260), (261), da das Beweglichkeitsgesetz in dieser Form auch anwendbar ist, wenn die mittlere Geschwindigkeit des Ions etwas größer ist als die mittlere Geschwindigkeit der neutralen Gaspartikel und auch dann, wenn die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen nicht einer MAXWELL-Verteilung entspricht, sondern dieser mehr oder weniger angenähert ist.

Bestimmt man auf diese Weise die Beweglichkeit K in bezug auf die Driftgeschwindigkeit des geladenen Teilchens, so erhalten wir für K den Ausdruck

$$K = a \frac{e}{m} \frac{\lambda}{w}. \tag{263}$$

Da für Molekülionen und auch für komplexe Ionen die Annahme III der Wirklichkeit entspricht und in Verbindung damit die Annahme II der Wirklichkeit nahekommt, kann aus den Beziehungen (262) und (263) der Schluß gezogen werden, daß die Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen nicht von der Feldstärke abhängt. Die Driftgeschwindigkeit ist der Feldstärke direkt proportional, solange die Feldstärke nur so groß ist, daß sie die mittlere Energie der Ionen im Vergleich zur mittleren Energie der neutralen Gasteilchen nicht wesentlich erhöht. Außerdem ist die Beweglichkeit K proportional der mittleren freien Weglänge λ des Ions im Gas. Folglich ist K umgekehrt proportional dem Gasdruck. Die experimentellen Ergebnisse rechtfertigen diese Feststellung im Gültigkeitsbereich der Ähnlichkeitsgesetze bei Gasentladungen. Da w der Quadratwurzel aus der absoluten Gastemperatur T proportional, λ dagegen der Temperatur direkt proportional ist, müßte nach (263) die Ionenbeweglichkeit $\sqrt{T}$ proportional sein. Das Experiment rechtfertigt diese vereinfachte Theorie nicht. Um diesen Widerspruch zu beseitigen, mußte die Annahme I aufgegeben werden. Die Beziehung (263) würde von LANGEVIN erstmalig beim Entwurf einer Beweglichkeitstheorie aufgestellt [933—935] und wird nach ihm LANGEVIN-*Gleichung* genannt.

Die Elektronen erfahren infolge ihrer kleinen Masse einen bedeutend geringeren Energieaustausch mit den Gaspartikeln als die Ionen. Daher wird die vom Vorhandensein eines Feldes bedingte mittlere Energie der ungeordneten Elektronen-

bewegung selbst bei verhältnismäßig geringen Werten von $\frac{E}{p}$ viel größer sein als die mittlere Energie der neutralen Gaspartikel und hängt somit von der Feldstärke E ab. Folglich hängt von E auch die mittlere wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_0 ab.

Bezeichnen wir mit $\frac{d\mathcal{E}}{dt}$ die mittlere Energie, die von einem Elektron in 1 s auf die Gasmoleküle bei einer wahrscheinlichsten Geschwindigkeit v_0 übertragen wird, wenn für die Elektronen eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung gilt. Die Elektronenmasse bezeichnen wir mit m_e und mit f den mittleren Energieteil, der vom Elektron bei jedem Stoß an eine neutrale Gaspartikel übertragen wird.

Die Berechnung[1]) ergibt in diesem Fall

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2 m_e v_0^3 f}{\sqrt{\pi}\,\lambda}. \tag{264}$$

Bei der stationären Entladung ist die von einem Elektron durch Stöße in der Zeiteinheit eingebüßte Energiemenge $\frac{d\mathcal{E}}{dt}$ gleich der Energie, die ein Elektron durch die Beschleunigung im Feld erwirbt. Da ein Elektron in Richtung des Feldes in 1 s einen der Driftgeschwindigkeit u entsprechenden Weg zurücklegt, beträgt die von ihm erworbene Energie eEu, und wir sind folglich berechtigt, im stationären Zustand zu schreiben:

$$\frac{2 m_e v_0^3 f}{\sqrt{\pi}\,\lambda} = euE. \tag{265}$$

Eliminieren wir v_0 in Gleichung (265) und (259), so erhalten wir nach einfachen Umformungen

$$u = C\sqrt{\frac{e\lambda}{m_e}} \cdot \sqrt[4]{f} \cdot \sqrt{E}\,, \tag{266}$$

wobei C ein Zahlenfaktor ist. Dividieren wir den linken und rechten Teil der Gleichung (266) durch E, so finden wir für die Beweglichkeit des Elektrons den Ausdruck

$$K_e = \frac{C\sqrt{\frac{e\lambda}{m_e}}\sqrt[4]{f}}{\sqrt{E}} = \frac{K_0}{\sqrt{E}}, \tag{267}$$

worin K_0 eine Konstante ist. Nach (266) und (267) ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas nicht der Feldstärke E proportional, wie dies bei den Ionen der Fall ist, sondern nur proportional $\sqrt{E}$. Die Elektronenbeweglichkeit K_e ist umgekehrt proportional zu $\sqrt{E}$.

Der eben definierte Fall ist ein Grenzfall, da bei der Berechnung der von einem Elektron in einer Sekunde den neutralen Gaspartikeln übertragenen Energie die Geschwindigkeit und die Energie der Gaspartikel nicht berücksichtigt wurden. Bei außergewöhnlich kleinen Feldstärken, wenn die mittlere Energie der ungeordneten Bewegung der Elektronen sich sehr wenig von der mittleren Energie der Gaspartikel unterscheidet, haben wir es mit einem anderen Grenzfall zu tun und können nach (262) und (263) schreiben:

$$u_e = a\frac{e\lambda}{mw}E; \tag{268}$$

$$K_e = a\frac{e\lambda}{mw}. \tag{269}$$

[1]) [4] Bd. I, S. 240, Gl. (378)

In allen praktischen Fällen ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen proportional E^b, wobei b einen Wert zwischen 0,5 und 1 hat; K ist umgekehrt proportional $E^{(1-b)}$. In der Praxis der Gasentladungen tritt meist der erste Grenzfall auf, der den Gleichungen (266) und (267) entspricht.

Die LANGEVINsche Beweglichkeitsgleichung (263) und Gleichung (239) bieten die Möglichkeit, eine Beziehung zwischen der Beweglichkeit und dem Diffusionskoeffizienten anzugeben. Dividieren wir Gleichung (263) in der Form $K = \frac{2}{\pi} \frac{e\lambda}{m\bar{v}}$ durch Gleichung (239), $D = \frac{1}{3}\lambda\bar{v}$, so finden wir

$$\frac{K}{D} = \frac{6}{\pi} \frac{e}{m\bar{v}^2} = \frac{9e}{4mc^2}. \tag{270}$$

Drückt man in (270) die effektive Geschwindigkeit c durch die ihr entsprechende Temperatur T aus (wobei man eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung annimmt), so erhalten wir

$$\frac{K}{D} = \frac{3}{4} \frac{e}{kT}. \tag{271}$$

In diesem Ausdruck charakterisiert T die mittlere kinetische Energie der geladenen Teilchen. Das Experiment zeigt, daß die Beziehung (271) besser der Wirklichkeit entspricht als die angenäherten Ausdrücke, aus denen sie hergeleitet wurde. Die Beziehung (271) wird in der Theorie der Gasentladung manchmal in der vereinfachten Form

$$\frac{K}{D} = \frac{e}{kT} \tag{272}$$

benutzt. Unter Beibehaltung der Annahme, daß die Wechselwirkung zwischen einem Ion und einem Molekül des neutralen Gases ein Stoß zweier elastischer Kugeln sei, bei gleichzeitiger Unterscheidung der Masse des neutralen Moleküls m und der Masse des Ions M, präzisierte LANGEVIN den Ausdruck (263) in der Form

$$K = 0{,}815 \frac{e\lambda_i}{Mc_i} \sqrt{\frac{m+M}{m}} \tag{273}$$

oder

$$K = 0{,}815 \frac{e\lambda_i}{mc_m} \sqrt{\frac{m+M}{M}}. \tag{274}$$

Hier sind c_i und c_m die effektiven Geschwindigkeiten der Ionen und Moleküle des Gases, λ_i ist die freie Weglänge des Ions im Gas. Diese Formeln geben die bestmögliche Lösung unter den getroffenen Voraussetzungen. Sie widersprechen jedoch den experimentellen Ergebnissen. Beim Übergang von einem Gas zu einem andern zeigt sich, daß die Größe K von der Dielektrizitätskonstanten ε des Gases abhängt und nicht direkt proportional der freien Weglänge λ ist, wie nach der kinetischen Theorie für das eine oder andere Gas errechnet wurde. Die hauptsächliche und am leichtesten festzustellende Unstimmigkeit zwischen den Ausdrücken (273), (274) und der Praxis besteht darin, daß die Einführung des gaskinetischen Wertes der freien Weglänge λ für ein Molekül- oder Atomion irgendeines Gases zu Werten für die Beweglichkeit führt, die um ein Vielfaches größer sind als die experimentell bestimmten Werte.

Längere Zeit hindurch suchte man einen Ausweg aus dieser Schwierigkeit dadurch zu finden, daß man den Ionen größere Abmessungen als den Molekül- oder Atomionen zuschrieb, d. h., man nahm sie als komplexe Ionen an. Nach diesen Vorstellungen werden die neutralen Partikel an den Ionen durch sogenannte *Polarisationskräfte* festgehalten. In einer sich dem Ion nähernden Partikel geht unter der Wirkung des Ionenfeldes eine Verschiebung der positiven und der negativen Ladung vor sich; es bildet sich ein Dipol. Aus der Elektrostatik ist bekannt, daß das Dipolmoment der Volumeneinheit eines Dielektrikums

$$\mu_1 = \frac{E(\varepsilon - 1)}{4\pi} \tag{275}$$

beträgt, wobei E die Feldstärke und ε die Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums darstellen[1]). Es sei die Anzahl der neutralen Gaspartikel in 1 cm³ gleich n. Dann entfällt auf jede Gaspartikel das Moment

$$\mu = \frac{E(\varepsilon - 1)}{4\pi n}, \tag{276}$$

oder wenn man beachtet, daß $E = \frac{e}{r^2}$ ist, wobei e die Ionenladung und r die Entfernung des Aufpunktes vom Ionenmittelpunkt sind, wird

$$\mu = \frac{e(\varepsilon - 1)}{4\pi n r^2}. \tag{277}$$

Die Kraft, mit der ein Ion den von einer Gaspartikel gebildeten Dipol anzieht, beträgt $\left(\text{für } r \gg \frac{\mu}{e}\right)$

$$F = \frac{2\mu e}{r^3} = \frac{(\varepsilon - 1)e^2}{2\pi n r^5}. \tag{278}$$

Folglich ist die Kraft, mit der ein Ion eine neutrale Gaspartikel anzieht, die Polarisationskraft, umgekehrt proportional zu r^5. Bei sehr kleinem r geht die Anziehung in eine Abstoßung über, die man approximieren kann, indem man die Abstoßungskraft umgekehrt proportional zu r^9 annimmt. Damit ein komplexes Ion stabil bleibt und einen Stoß mit einer Gaspartikel übersteht, ohne zerstört zu werden, muß die bei der Bildung eines komplexen Ions freiwerdende Energie größer sein als die thermische Energie der Gaspartikel. Es ist natürlich vorauszusetzen, daß im komplexen Ion die Entfernung des Dipols vom Zentrum der Ionenladung etwa gleich dem Durchmesser des Ions d_i ist. Davon und von Formel (278) ausgehend, kann die Bildungsenergie eines komplexen Ions berechnet werden. Für kleine Entfernung ist der Ausdruck (278) jedoch schon sehr ungenau; gleichzeitig ändert sich F sehr rasch mit r, und auch die Größe von d_i, die nur näherungsweise bekannt ist, bedingt lediglich einen geringen physikalischen Wert dieses Ausdrucks. Deshalb liefert die Theorie der Polarisationskräfte in der Frage über die Stabilität komplexer Ionen keine zuverlässigen Werte.

---

[1]) Die dielektrische Verschiebung durch 1 cm² beträgt $D = \varepsilon E = E + 4\pi\sigma$, worin σ die Dichte der (fiktiven) Oberflächenladung des Dielektrikums ist. Daraus folgt $\sigma = \frac{E(\varepsilon - 1)}{4\pi}$. Bei einer Dicke l des Dielektrikums und einer Oberfläche S beträgt das elektrische Moment des Dielektrikums $\mu_T = S\sigma l$ und das Mo ment der Volumen einheit $\mu_1 = \frac{\mu_T}{Sl} = \sigma = \frac{E(\varepsilon - 1)}{4\pi}$.

Bei einer Entfernung $r = \frac{3}{2} d_i$ erweist sich die Konfiguration der an ein Molekülion gruppierten neutralen Partikel bekanntlich schon als instabil. Die Polarisationskräfte sind jedoch noch von einer Größe, die immerhin genügt, um einen wesentlichen Einfluß auf die Ionenbewegung im Neutralgas auszuüben. Deshalb müssen, unabhängig von der Frage, ob unter den gegebenen Bedingungen komplexe Ionen entstehen können oder nicht, die Polarisationskräfte, welche zwischen einem Ion und den neutralen Molekülen wirken, die mittlere freie Weglänge eines Ions im Gas verkürzen. Auf Grund dieser Vorstellungen wurde die ursprüngliche Beweglichkeitstheorie (die Theorie komplexer Ionen und des Zusammenstoßes elastischer Kugeln) durch eine vollkommenere Theorie (der Theorie der Kräftezentren) abgelöst. Diese neue Theorie hat ebenfalls LANGEVIN geschaffen, publizierte sie jedoch im Jahre 1905 in einer wenig verbreiteten Zeitschrift [936]. Deshalb wurden, unabhängig von LANGEVIN, die Vorstellungen, die dieser Theorie zugrunde liegen, auch von anderen Forschern im Jahre 1909 ausgesprochen, und die entsprechende Theorie wurde im Jahre 1931 [937] und schon früher von J. J. THOMSON [938] und von LOEB [939] entwickelt. LOEB gelangte zu dem Ausdruck

$$K = \frac{0{,}104 \sqrt{\dfrac{M+m}{m}}}{\dfrac{\varrho}{\varrho_0} \sqrt{(\varepsilon - 1)_0 M_0}}, \tag{279}$$

wobei $(\varepsilon - 1)_0$ auf normale Bedingungen bezogen und M_0 das Molekulargewicht ist.

Die Lösung von LANGEVIN hat die Form

$$K = \frac{3}{16 I} \frac{0{,}462 \sqrt{\dfrac{M+m}{m}}}{\dfrac{\varrho}{\varrho_0} \sqrt{(\varepsilon - 1)_0 M_0}}. \tag{280}$$

Darin ist I eine bestimmte Größe, die vom Ausdruck

$$\sqrt{\frac{3 (\varepsilon - 1)_0 e^2}{8 \pi n_0 s^4 M c^2}} \tag{281}$$

abhängt, in dem s der Mittelpunktsabstand von Gaspartikel und Ion ist.

Sämtliche aufgezählten Theorien geben keine schlechte Übereinstimmung mit dem Experiment; sie führen zu Werten der Beweglichkeit K, die unabhängig von der Feldstärke E sind.

Mit der Berechnung der Beweglichkeit bei großen $\frac{E}{p}$ Werten beschäftigten sich COMPTON, LOEB und später HERSCHEY. Die Vorstellungen, von denen COMPTON und LOEB ausgingen, waren hauptsächlich folgende: Bei Werten von $\frac{E}{p}$, die zu einer Driftgeschwindigkeit der Ionen führen, die einigen Zehntel Volt kinetischer Ionenenergie entspricht und die viel größer als die kinetische Energie der neutralen Gaspartikel ist, kann man sowohl die Möglichkeit der Bildung von komplexen Ionen wie auch eine Verkürzung der freien Weglänge des Ions durch Polarisationskräfte außer acht lassen, wodurch sich das Problem wieder vereinfacht. Gleichzeitig ist in diesem Falle mit der Tatsache zu rechnen, daß jetzt die mittlere Ionenenergie viel größer ist als die mittlere Energie der neutralen Gaspartikel. Damit gelangt

LOEB zu dem Ausdruck

$$K = \frac{0{,}815\,\lambda_0 e}{(2em)^{1/2}} \frac{\left[1 + \frac{m/M}{\frac{1}{2} + \left\{\frac{1}{4} + \frac{\lambda_0^2 E^2 (M+m)}{6{,}02\,\Omega^2 M m}\right\}^{1/2}}\right]^{1/2}}{\left[\frac{\Omega}{2} + \left\{\frac{\Omega^2}{4} + \frac{\lambda_0^2 E^2 (M+m)^2}{6{,}02\,M m}\right\}^{1/2}\right]^{1/2}}. \tag{282}$$

Den gleichen Ausdruck erhielt auch COMPTON mit geringen Unterschieden in den Koeffizienten (0,912 anstatt 0,815 und 5,32 anstatt 6,02). Durch Ω wird in Formel (282) die mittlere Energie der neutralen Gaspartikel in Elektronenvolt ausgedrückt, d. h.

$$\frac{3}{2} k\,T = \frac{1}{2} M C^2 = e\Omega\,. \tag{283}$$

Die mittlere Ionenenergie ist mit Ω und der Feldstärke durch die Beziehung

$$U_T = \left[\frac{\Omega^2}{2} + \left\{\frac{\Omega^2}{4} + \frac{\lambda_0^2 E^2}{6{,}02} \frac{(M+m)^2}{M m}\right\}^{1/2}\right]^{1/2} \tag{284}$$

verknüpft. Bei der Ableitung von (282) und (284) wurde für die Ionen eine MAWXELLsche Geschwindigkeitsverteilung oder eine dieser ähnliche Verteilung angenommen. Man kann daher keine genauen Ergebnisse von der angegebenen Theorie erwarten. Sie liefert lediglich qualitative Aussagen für die Änderung von K in Abhängigkeit von E. Eine strengere Theorie gab HERSCHEY an. Mathematische Schwierigkeiten jedoch beeinträchtigen die Lösung des Problems. Nach den theoretischen Berechnungen von HERSCHEY [917] nimmt bei Vergrößerung von $\frac{E}{p}$ im Gebiet, in dem die Theorie der Polarisationskräfte von LANGEVIN bereits nicht mehr anwendbar ist, die Ionenbeweglichkeit K zuerst zu und fällt dann wieder ab.

§ 5. Einfluß der Wellennatur der Elektronen bei ihrer Bewegung im Gas; ungleichmäßige Streuung der Elektronen. Abhängigkeit der freien Elektronenweglänge von der Geschwindigkeit

Die zahlreichen Daten über die Elektronenbewegung in Elektronenröhren, wie sie sich aus der Praxis ergaben, und außerdem eine Reihe sorgfältig durchgeführter quantitativer Versuche der Ablenkung von Elektronen im elektrischen und magnetischen Feld zeigen, daß auf die freien Elektronen, die sich ungehindert in diesen Feldern bewegen, die Gesetze der Elektrodynamik und der Mechanik unter Berücksichtigung der Abhängigkeit der Elektronenmasse von der Geschwindigkeit anwendbar sind. Insbesondere kann ein freies Elektron eine beliebige Energie und einen beliebigen Impuls besitzen, ohne irgendwelchen quantenmechanischen Einschränkungen unterworfen zu sein. Anders verhält es sich, wenn das Elektron auf seinem Wege mit einem Teilchen zusammentrifft und mit ihm in Wechselwirkung tritt. Das bezieht sich nicht nur auf den Fall, daß ein Elektron nach Abgabe eines Teiles seiner Energie an das Teilchen dasselbe aus einem in einen anderen energetischen Zustand überführt oder von dem Teilchen eingefangen wird (z. B. bei der Bildung eines neutralen Atoms aus einem positiven Ion und einem Elektron), sondern auch auf die elastischen Stöße der Elektronen mit anderen Teilchen. So entspricht die Verteilung der Elektronen, die bei ihrer Bewegung von Gasteilchen in verschiedene

Richtungen gestreut wurden, nicht einer üblichen Verteilung, wie sie aus den Gesetzen der Mechanik und der Elektrodynamik folgt. Es zeigt sich, daß beim Übergang von kleinen zu großen Streuungswinkeln eine Reihe von Maxima und Minima beobachtet werden.

In der Literatur findet man eine ganze Reihe von Ansätzen, die die räumliche Elektronenverteilung mit Hilfe der Wellenmechanik zu erklären versuchen. Diese Versuche führten zu Ergebnissen, die ziemlich genau dem Experiment im Falle elastischer Elektronenstöße entsprechen.

In Abb. 124 finden wir ausgezogene und punktierte Kurven als Ergebnisse theoretischer Berechnungen, die von zwei verschiedenen Annahmen über die Atomfelder ausgehen; die Kreise entsprechen den experimentellen Ergebnissen [958]. In Abb. 125 geben die ausgezogenen Kurven die experimentellen Ergebnisse wieder; die punktierten Kurven sind berechnet [956]. Für unelastische Stöße ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment weniger gut.

Die experimentell beobachtete besondere Verteilung der im Gas in verschiedene Richtungen gestreuten Elektronen kann man als Folge der Beugung von Elektronenwellen an den Gaspartikeln [959] und die Maxima und Minima in den Kurven der Abb. 124 und 125 als Beugungsmaxima bzw. -minima betrachten. Über die Streuung der Elektronen und Ionen im Gas siehe Übersichten in [901, 902] und ebenfalls [950—984, 1001, 1006, 1008, 1010].

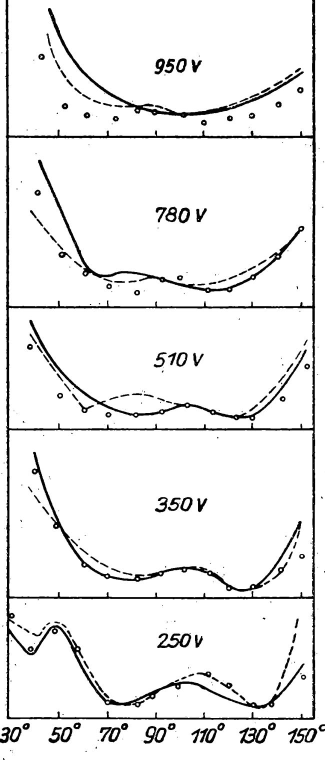


Abb. 124. Winkelverteilung von gestreuten Elektronen verschiedener Geschwindigkeiten in Krypton

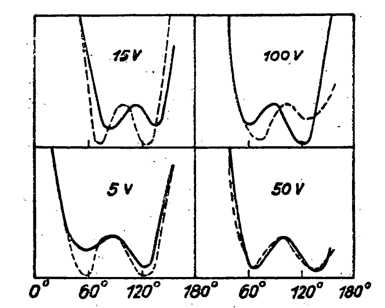


Abb. 125. Winkelverteilung von gestreuten Elektronen verschiedener Geschwindigkeiten in Kaliumdampf

Die zweite Frage, bei der die Wellennatur der Elektronen in gewissen Fällen eine wesentliche Rolle spielt, ist die der freien Weglänge des Elektrons im Gas. Die gewohnten Vorstellungen der Kinetik unter Berücksichtigung, daß die Ab-

messungen des Elektrons außergewöhnlich klein sind, dagegen ihre Geschwindigkeit im Vergleich zur Geschwindigkeit der Gasmoleküle sehr groß ist, führen zu der Annahme, daß die mittlere freie Weglänge des Elektrons $4\sqrt{2}$mal größer sei als die mittlere freie Weglänge des Gasmoleküls. Das Experiment zeigt, daß diese vereinfachten Vorstellungen nicht völlig der Wirklichkeit entsprechen. *Die freie Weglänge eines Elektrons im Gas hängt von der Geschwindigkeit des Elektrons ab.* Diese Erscheinung wurde von RAMSAUER [905, 985] entdeckt, in erster Linie für die Elektronenbewegung in Edelgasen. Die Versuchsanordnung ist folgende: Unter der Einwirkung ultravioletter Strahlen, die durch das Fenster L eintreten (Abb. 126), emittiert die Metallplatte Z Elektronen. Diese Elektronen werden durch das Feld zwischen Z und dem Gitter N vor der Öffnung B_1 beschleunigt. Die Elektronen gelangen durch B_1 in eine Kammer, die in einzelne Sektoren durch Zwischenwände mit den Öffnungen B_2, B_3, B_4, B_5 aufgeteilt ist. Alle diese Öffnungen sowie die Öffnungen B_6, B_7, B_8 in den Kammern A_1 und A_2 liegen auf demselben Kreis mit dem Halbmesser R. Durch einen Elektromagneten wird in den Kammern A_3, A_1, A_2 ein homogenes Magnetfeld erzeugt, das senkrecht zur Zeichenebene gerichtet ist. Unter der Wirkung dieses Feldes bewegen sich die Elektronen auf Kreisbahnen, deren Halbmesser von der Geschwindigkeit der Elektronen bei gegebener Feldstärke abhängt. Auf diese Weise treten durch die Öffnungen B_1, B_2 usw. nur diejenigen Elektronen, deren Geschwindigkeiten in engen Grenzen in der Nähe von $v = \frac{RH}{c} \cdot \frac{e}{m}$ liegen. Die magnetische Feldstärke H und die elektronenbeschleunigende Potentialdifferenz werden so gewählt, daß der größte Teil der Elektronen des Strahls die Geschwindigkeit v besitzt. Die Kammern A_1 und A_2 wirken als FARADAY-Käfige zum Einfangen der Elektronen. Verbindet man die Kammern A_1 und A_2 mit einem Elektrometer, so mißt man den der Elektronenströmung entsprechenden Strom, der einen Teil des Kreises bis zur Öffnung B_6 durchlaufen hat. Verbindet man nur die Kammer A_2 mit dem Elektrometer, so mißt man den Strom der Elektronen, die auf dem gleichen Kreis bis zur Öffnung B_8 vorgedrungen sind.

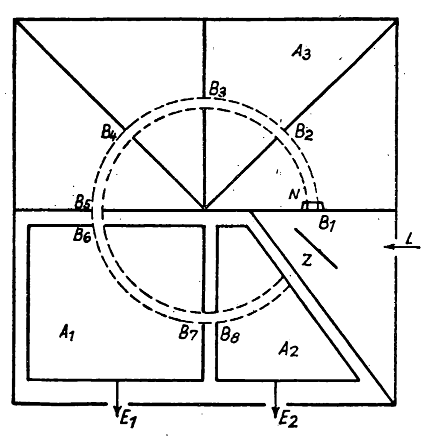


Abb. 126. RAMSAUERsche Kreismethode

Die Division des Stromes durch die Ladung eines Elektrons ergibt die entsprechenden Elektronenzahlen. Die Differenz der Anzahl der Elektronen, die bis zu B_6, und derjenigen, die bis B_8 gelangt sind, ergibt die Anzahl der aus dem Strahl infolge von Stößen auf dem Wege von B_6 bis B_8 ausgeschiedenen Elektronen. Damit ein Elektron aus dem Elektronenstrahl, der einen Kreis beschreibt, ausscheidet, genügt eine geringe Änderung seiner Geschwindigkeit oder eine geringe Änderung seiner Bewegungsrichtung. Das eine wie das andere kann nur infolge Wechselwirkung zwischen den Gasmolekülen und den Elektronen eintreten. Somit ist es richtiger, nicht von der Anzahl der Stöße der Elektronen mit den Molekülen zu sprechen,

sondern von der Anzahl der Wechselwirkungen. Daraus kann der Wirkungsradius der Moleküle im gegebenen Gas in bezug auf Elektronen mit bestimmter Geschwindigkeit ermittelt werden. Diese Größe wird zahlenmäßig als *Summe der Wirkungsquerschnitte* oder, kürzer, als *effektiver Querschnitt* Q sämtlicher in einem cm^3 befindlichen Moleküle charakterisiert.

Wir betrachten nun im Gas eine dünne ebene Schicht von 1 cm^2 Oberfläche und der Stärke dx. Die Summe der effektiven Querschnitte der Moleküle in der Schicht wird $Q \cdot dx$ sein. Sind die Elektronen gleichmäßig in der gesamten Schicht verteilt, so ist die Anzahl der infolge der Wechselwirkung mit den Molekülen innerhalb der Schicht aus dem ursprünglichen Strahl von n_0 Elektronen ausscheidenden Elektronen gleich $nQ \cdot dx$, wobei n die Anzahl der in die betrachtete Schicht eintretenden Elektronen ist. Wenn andererseits λ_e die mittlere freie Weglänge eines Elektrons ist, so ist die Anzahl der ungehindert die Strecke x durchfliegenden Elektronen

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda_e}}, \tag{285}$$

und folglich beträgt die Zahl der aus dem Strahl auf dem Wege dx ausscheidenden Elektronen

$$|dn| = \frac{n_0}{\lambda_e} e^{-\frac{x}{\lambda_e}} dx = n \frac{dx}{\lambda_e}. \tag{286}$$

Hieraus folgt, daß

$$nQ \cdot dx = \frac{n}{\lambda_e} dx \text{ und } \lambda_e = \frac{1}{Q}, \tag{287}$$

und weiterhin, daß die freie Weglänge eines Elektrons im Gas gleich dem reziproken effektiven Querschnitt der Moleküle in 1 cm^3 ist.

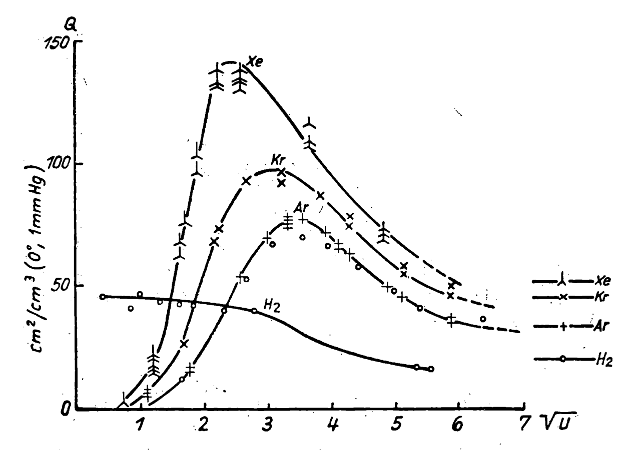


Abb. 127. Wirkungsquerschnitte nach Ramsauer für Xe, Kr, Ar und H_2

In den Abb. 127 und 128 sind Kurven dargestellt, bei denen auf der Ordinate die Werte von Q und auf der Abszisse die Elektronengeschwindigkeit als Wurzel aus der Potentialdifferenz U, die die Elektronen bis zum Eintritt in das Magnetfeld

durchliefen, aufgetragen sind. Auf der rechten Seite jeder Zeichnung sind die Q-Werte, die dem gaskinetischen Durchmesser der Moleküle entsprechen, wie er aus der kinetischen Gastheorie hervorgeht, vermerkt. Die Kurven zeigen, daß bei beschleunigenden Potentialen U von annähernd 50 V die effektiven Molekülquerschnitte in bezug auf die Elektronen und folglich auch die freien Weglängen der Elektronen in Edelgasen mehr oder weniger den Daten der kinetischen Gastheorie entsprechen.

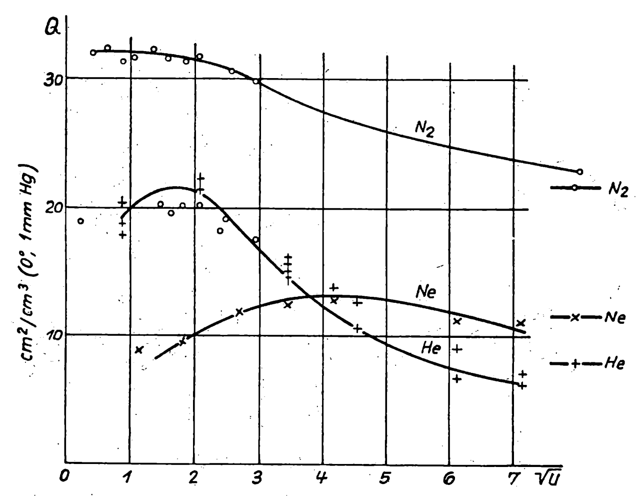


Abb. 128. Wirkungsquerschnitte nach RAMSAUER für N_2, Ne, He

Bei Verminderung der Elektronengeschwindigkeit vergrößert sich der effektive Querschnitt eines Edelgasatoms, er durchläuft ein Maximum, fällt dann wieder ab und wird bei einem U von annähernd 1 V sehr klein. Das Maximum liegt etwa bei folgenden Geschwindigkeitswerten (in Volt):

He	Ne	Ar	Kr	Xe
3,2	25	13,2	11,3	6,4

Die Messungen bei sehr kleinem U (Bruchteile eines Volts — hier ist es nicht leicht, gute Genauigkeiten zu erreichen) zeigten, daß mit der weiteren Verkleinerung der Elektronengeschwindigkeit der effektive Querschnitt offenbar wieder größer wird.

Diese Untersuchungen wurden bei einer großen Anzahl von Gasen bei bedeutenden Veränderungen der Meßmethode fortgesetzt und ergaben den gleichen Kurvenverlauf des effektiven Querschnittes in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit. Bei dieser Gelegenheit wurde ein Zusammenhang zwischen dem allgemeinen Verlauf $Q = f(\sqrt{U})$ und dem Bau des Gasmoleküls festgestellt. So haben z. B. die Kurven für die Gase N_2 und CO, die die gleiche Anzahl von Elektronen im Molekül besitzen, dasselbe Aussehen (Abb. 129), oder auch Moleküle, deren äußere Elektronen „gesättigte" symmetrische Schalen darstellen (Atom des Argons, CH_4 u. a.) [986]. Ebenso wie die ungleichmäßige Streuung von Elektronen ist auch der Effekt der Änderung der freien Elektronenweglänge in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit eine Folge der Wellennatur der Elektronen und kann wie die un-

gleichmäßige Streuung als Beugung der Elektronenwellen an den Atomen betrachtet werden. Die Methoden der Wellenmechanik bieten die Möglichkeit, diesen Effekt quantitativ zu berechnen.

Die Bedeutung des effektiven Querschnitts beim Studium von Gasentladungserscheinungen überschreitet weit die Grenzen des soeben beschriebenen Effektes. Die Größe des effektiven Querschnittes hängt von der Art der Wechselwirkungen eines Elektrons mit den Gaspartikeln ab: elastischer Stoß, Anregung irgendeines möglichen Energieniveaus, Ionisierung, Stöße erster oder zweiter Art usw. Außerdem hängt diese Größe nicht nur von der Geschwindigkeit v des Elektrons ab, sondern auch von der Bewegungsrichtung des Elektrons nach der Wechselwirkung mit einer Gaspartikel (von den Winkeln ϑ und φ, welche diese Richtung in Polarkoordinaten bestimmen) derart, daß $Q_{eff} = f(v, \vartheta, \varphi)$ ist. Letzteres ist die Ursache der ungleichmäßigen Streuung der Elektronen. Andererseits führt die Abhängigkeit der freien Weglänge λ von v und die spezifische Streuung der Elektronen nach Winkeln dazu, daß sämtliche gaskinetischen Theorien der Elektronenbewegung (im gewissen Maße auch die der Ionen), die diese Abhängigkeit nicht erfassen, lediglich Näherungen sein können.

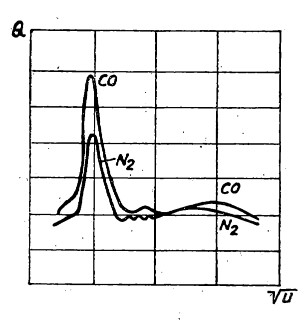


Abb. 129. Wirkungsquerschnitte nach RAMSAUER für N_2 und CO (gleiche Zahl von Elektronen im Molekül)

Somit sind im Endergebnis das Problem der Beweglichkeit und die in diesem Paragraphen beschriebenen Erscheinungen ebenso eng miteinander verbunden wie die Abhängigkeit des effektiven Querschnittes von v, ϑ, φ und von einer Reihe anderer Parameter, darunter auch von der Wahrscheinlichkeit nicht nur irgendeines, sondern überhaupt aller Elementarprozesse, die beim Zusammentreffen von Elektronen oder Ionen mit einer Gaspartikel möglich sind. Über Untersuchungen des effektiven Querschnittes von Molekülen gegen positive Ionen siehe [987—989]. Über den effektiven Querschnitt siehe [990—995]. Kurven des effektiven Querschnittes für elastische Elektronenstreuung in verschiedenen Gasen sind im Anhang (Kap. XXIV) angeführt.

Über die Elektronenbewegung in Gasen, die Beweglichkeit der Elektronen und Ionen und die Energieverluste durch Stöße mit Ladungsträgern siehe [927, 996—1003, 923, 924, 1007, 1011, 1012, 2476].

X. Die Raumladung und ihre Rolle in der Gasentladung. Die Sondenmethode

§ 1. Strom-Spannungs-Charakteristik des elektrischen Stromes im Hochvakuum

Beim Durchgang des elektrischen Stromes durch Hochvakuum oder durch ein Gas ist mit dem elektrischen Felde, das von der Gesamtheit der im Entladungsraum anwesenden Ladungsträger gebildet wird, zu rechnen. Bei der Berechnung dieses Feldes führt man räumliche Ladungen ein und geht so vor, als ob die

Ladung der Teilchen, die in einem kleinen gegebenen Volumen vorhanden sind, in diesem Volumen gleichmäßig verteilt sei.

Die Größe $\varrho = ne$, d. h. die auf einen cm^3 entfallende Ladungsmenge, bezeichnet man als die Dichte der Raumladung und geht bei ihrer Berechnung von der Hauptgleichung der Elektrostatik, der POISSON-Gleichung, aus:

$$\nabla^2 V = -4\pi\varrho. \tag{288}$$

Bei der Berechnung des Stromdurchganges durch Hochvakuum interessiert uns einerseits die Feldverteilung und andererseits die Abhängigkeit der Elektronenstromstärke von der Potentialdifferenz zwischen diesen Elektroden. LANGMUIR [1014, 1015] löste diese Aufgabe für ebene, zylindrische und sphärische Elektroden im Vakuum und wandte die Lösungen dann auf elektrische Entladungsvorgänge in Gasen an.

Wir legen die X-Achse senkrecht zur Kathodenoberfläche, die eine unendliche Ebene darstellt. Die Anode möge eine ebensolche Ebene parallel zur Kathodenebene im Abstand x_a sein. Wir setzen ferner voraus, daß zwischen Kathode und Anode ein so hohes Vakuum vorhanden ist, daß die Wirkung der verbliebenen Gasmoleküle auf die Elektronenbewegung und die Bildung positiver Ionen außer acht gelassen werden kann. Die Kathode habe das Potential Null, die Anode das Potential V_a. Wir vereinfachen das Problem, indem wir folgende Voraussetzungen einführen:

1. Die Anfangsgeschwindigkeit der die Kathode verlassenden Elektronen sei Null. Der durch diese Annahme gemachte Fehler wird um so kleiner sein, je größer V_a im Vergleich zur mittleren Energie der aus der Kathode austretenden Elektronen ist — einer Energie von ca. 0,2 eV bei einer Temperatur der glühenden Kathode von 2400—2500° K.

2. An der Kathode befinden sich stets sehr viel Elektronen. Diese Annahme ist richtig, solange der Strom I_a zur Anode weit unterhalb des Sättigungsstromes liegt. Bei der Annäherung an den Sättigungswert ist diese Annahme nicht mehr zulässig.

3. Die Raumladung bedingt eine solche Potentialverteilung zwischen den Elektroden, daß unmittelbar an der Kathodenoberfläche das Potentialgefälle Null ist, d. h. $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} = 0$. Diese Voraussetzung ergibt sich notwendigerweise aus der ersten Annahme. Wäre die Feldstärke an der Kathodenoberfläche größer als Null, so würden alle emittierten Elektronen sofort zur Anode wandern. I_a würde bei jedem beliebig kleinen positiven Anodenpotential den Sättigungswert erreichen. Wäre aber dV/dx an der Kathode kleiner als Null, so würde auf Grund der ersten Annahme kein einziges aus der Kathode austretendes Elektron die Anode erreichen.

In dem von uns betrachteten Fall müssen aus Symmetriegründen die Äquipotentialflächen zueinander parallel sein, weshalb die Gleichung (288) die Form

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\varrho \tag{289}$$

erhält.

Die kinetische Energie eines Elektrons mit der Anfangsgeschwindigkeit Null ist

$$\frac{mv^2}{2} = eV. \tag{290}$$

Indem wir die Stromdichte des Stromes von der Kathodenoberfläche mit i bezeichnen, erhalten wir

$$i = -\varrho v^{1)}. \tag{291}$$

Eliminieren wir ϱ und v aus (289), (290), (291), so erhalten wir

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 2\sqrt{2}\,\pi \sqrt{\frac{m}{e}}\, i V^{-\frac{1}{2}}. \tag{292}$$

Im stationären Zustand muß die Dichte der negativen Ladung in jedem Punkt des Feldes konstant sein, die Elektronenstromdichte i aber muß zeitlich konstant und in allen Entfernungen x von der Kathode gleich sein. Deshalb müssen wir i in der Gleichung (292) als eine konstante Größe annehmen.

Multiplizieren wir beide Seiten der Gleichung (292) mit $2\frac{dV}{dx}dx$, integrieren im Bereich von Null bis x und ziehen aus beiden Seiten die Quadratwurzel, so finden wir unter Beachtung von $V = 0$ bei $x = 0$ und der dritten Annahme $\frac{dV}{dx} = 0$ für $x = 0$

$$\frac{dV}{dx} = \sqrt{8\pi i}\,\sqrt[4]{\frac{2mV}{e}}. \tag{293}$$

Durch Trennung der Variablen und Integration finden wir

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{8\pi i}\,\sqrt[4]{\frac{2m}{e}}\, x + C; \tag{294}$$

da $V = 0$ für $x = 0$ ist, so muß C gleich Null sein, und deshalb ist

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{8\pi i}\,\sqrt[4]{\frac{2m}{e}}\, x. \tag{295}$$

Die Auflösung von Gleichung (295) nach V gibt uns die Potentialverteilung im Raum zwischen Kathode und Anode:

$$V = \sqrt[3]{\frac{81}{2}}\,\pi^{\frac{2}{3}} \left(\frac{e}{m}\right)^{-\frac{1}{3}} i^{\frac{2}{3}} x^{\frac{4}{3}}. \tag{296}$$

Setzt man in (295) für x den Abstand x_a zwischen Kathode und Anode und für V das Anodenpotential V_a ein und löst dann die Gleichung nach i auf, so findet man die Elektronenstromdichte in Abhängigkeit von der Spannung U_a zwischen Kathode und Anode

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}}\, \frac{1}{x_a^2}\, U_a^{\frac{3}{2}}. \tag{297}$$

Gleichung (297) ist die Formel für die Raumladungskennlinie einer Elektronenröhre mit ebenen Elektroden und wird oft das „$U^{\frac{3}{2}}$-Gesetz" genannt.

Stellt die Kathode einen Zylinder vom Radius r_0 dar (z. B. ein zylindrischer Wolframdraht), die Anode einen dazu konzentrischen Zylinder mit dem Halbmesser

---

[1]) Das Minuszeichen steht, weil wir unter i die absolute Größe der Stromdichte verstehen, ϱ aber in diesem Falle negativ ist.

r_a, so kann man unter Benutzung von Zylinder-Koordinaten Z, r, φ sowie der Bedingungen $\partial V/\partial Z = 0$ und $\partial V/\partial \varphi = 0$ Gleichung (288) auf die Form

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left[r\frac{dV}{dr}\right] = -4\pi\varrho \tag{298}$$

bringen. Gleichung (290) bleibt ungeändert bestehen. Gleichung (291) wird durch

$$i = -2\pi r\varrho v \tag{299}$$

ersetzt. Hier bedeutet i den Elektronenstrom pro Längeneinheit der Kathode; der gleiche Strom tritt durch die Fläche eines beliebigen zur Kathode konzentrischen Zylinders von 1 cm Höhe (die Oberfläche beträgt $2\pi r$, der Strom pro Oberflächeneinheit ist in allen Fällen ϱv).

Eliminieren wir v und ϱ aus (290), (299) und (298), so finden wir:

$$r\frac{d^2V}{dr^2} + \frac{dV}{dr} = i\sqrt{\frac{2m}{eV}}. \tag{300}$$

Um die Potentialverteilung bei Zylinderelektroden zu finden, die durch die Elektronenraumladung verursacht wird, muß das Integral der Gleichung (300) ermittelt werden.

Der Ausdruck

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9}\sqrt{\frac{e}{m}}\frac{V^{\frac{3}{2}}}{r} \tag{301}$$

befriedigt Gleichung (300) und stellt ein partikuläres Integral derselben dar. Durch Einsetzen kann man sich leicht davon überzeugen. Jedoch ist (301) keine Lösung des Problems, da (wie leicht zu erkennen) die dritte Anfangsbedingung nicht erfüllt wird. Deshalb ersetzte LANGMUIR den Ausdruck (301) durch

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9}\sqrt{\frac{e}{m}}\frac{V^{\frac{3}{2}}}{r\beta^2}. \tag{302}$$

Hier ist β eine Funktion von r/r_0 (wobei r_0 den Kathodenhalbmesser darstellt), die so zu wählen ist, daß (302) ein Integral der Gleichung (300) darstellt und zugleich sämtliche Anfangsbedingungen erfüllt. Die von LANGMUIR und ADAMS für die Funktion β^2 im Jahre 1913 aufgestellte Tabelle erwies sich als fehlerhaft. Eine genaue Lösung der Aufgabe wurde erstmalig im Jahre 1923 von dem Professor an der Moskauer Universität S. A. BOGUSLAWSKI [1018] und unabhängig von ihm von LANGMUIR und BLODGETT angegeben.

Die Bestimmung von dV/dr und d^2V/dr^2 aus (302) und das Einsetzen dieser Werte in (300) führt zu einer neuen Differentialgleichung:

$$3\beta r^2\frac{d^2\beta}{dr^2} + r^2\left(\frac{d\beta}{dr}\right)^2 + 7\beta r\frac{d\beta}{dr} + \beta^2 - 1 = 0. \tag{303}$$

LANGMUIR und ADAMS führen für r die neue Variable γ ein, die durch die Beziehung

$$\gamma = \ln\frac{r}{r_0} \tag{304}$$

bestimmt wird, und änderten (303) in

$$3\beta\frac{d^2\beta}{d\gamma^2} + \left(\frac{d\beta}{d\gamma}\right)^2 + 4\beta\frac{d\beta}{d\gamma} + \beta^2 - 1 = 0. \tag{305}$$

Die Integration des Ausdrucks (305) mit Hilfe einer Reihe führt zu der von BOGUSLAWSKI angegebenen Lösung in Form von

$$\beta = \gamma + \frac{2}{5}\gamma^2 + \frac{11}{120}\gamma^3 - \frac{47}{3300}\gamma^4 + 0{,}00168\,\gamma^5 - \cdots. \tag{306}$$

LANGMUIR und BLODGETT [1016, 1019] berechneten die Koeffizienten von 14 Gliedern der Reihe (306) und gaben eine genaue Tabelle der Funktion β^2 in Abhängigkeit von r/r_0 an. Für solche Werte von r/r_0, mit denen die Reihe (306) nicht genügend rasch konvergiert, ermittelten sie β durch numerische Integration bei sukzessiver Approximation. Der allgemeine Verlauf der Funktion β^2 ergibt sich wie folgt: Für $r = r_0$ ist $\beta^2 = 0$; der Wert von β^2 wird gleich 1 für r/r_0 etwa 10, und bei $r/r_0 = 44{,}05$ erreicht β^2 mit 1,09455 ein Maximum. Dann nimmt β^2 ab und erreicht für $r/r_0 \approx 9352$ wieder den Wert 1. Danach durchläuft β^2 eine Reihe von Maxima und Minima. Die Maxima liegen etwas über 1, die Minima etwas darunter, wobei sich die Unterschiede allmählich verringern. Für $r/r_0 \to \infty$ geht $\beta^2 \to 1$. Läßt man somit in (302) β^2 außer acht und benutzt dafür das partikuläre Integral (295), so beträgt der maximale Fehler 9,5%. Die Größe des Fehlers hängt allgemein vom Verhältnis r/r_0 ab. Eine Tabelle für β^2 ist im Anhang zu finden. Nach der ursprünglichen fehlerhaften Lösung von LANGMUIR und ADAMS näherte sich β^2 rasch dem Wert 1 mit wachsendem r/r_0, so daß für sämtliche Werte r/r_0, die über 20 lagen und die praktisch interessieren, β^2 nur in der fünften Dezimalen von Eins verschieden war. Aus diesem Grunde wurde die Lösung (301) lange Zeit als sehr genau angesehen. Setzt man in (302) die Zahlenwerte der Konstanten ein, so finden wir für den Strom in Ampere pro Längeneinheit der Kathode bei einer Anodenspannung U_a in Volt:

$$i = 1{,}468 \cdot 10^{-5} \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{\beta^2 r_a}. \tag{307}$$

Für die Potentialverteilung zwischen der koaxialen Kathode und Anode finden wir

$$V = \left(\frac{10^5 \beta^2}{1{,}468}\right)^{\frac{2}{3}} i^{\frac{2}{3}} r^{\frac{2}{3}}. \tag{308}$$

Die Potentialverteilung zwischen Kugelelektroden, deren innere Kugel mit dem Halbmesser r_0 als Kathode dient [1019], führt zu den Formeln[1])

$$i = \frac{4\sqrt{2}}{9}\sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{\varrho_a^2}, \tag{309}$$

$$V = \left(\frac{9\, i \varrho^2}{4\sqrt{2}\sqrt{\frac{e}{m}}}\right)^{\frac{2}{3}}, \tag{310}$$

wobei i der Strom von der gesamten Kathodenoberfläche ist.

---

[1]) Die Lösungsmethode ist der für Zylinderelektroden vollkommen analog. Die Ausgangsgleichung hat folgende Form:

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dV}{dr} = 2\sqrt{2\pi}\sqrt{\frac{m}{e}}\, i\, V^{\frac{1}{2}}.$$

Die Funktion ϱ^2 wird durch die Reihe

$$\varrho = \gamma - 0{,}3\,\gamma^2 + 0{,}075\,\gamma^3 - 0{,}01432\,\gamma^4 + 0{,}00216\,\gamma^5 - \cdots,$$

$$\varrho^2 = \gamma^2 - 0{,}6\,\gamma^3 + 0{,}24\,\gamma^4 - 0{,}074\,\gamma^5 + \cdots \tag{311}$$

bestimmt, wobei

$$\gamma = \ln \frac{r}{r_0}; \tag{312}$$

ϱ_a in (309) entspricht $r = r_a$. In allen drei analysierten Fällen (ebene, zylindrische und sphärische Elektroden) folgt die Abhängigkeit des Stromes von der Spannung dem „$U^{\frac{3}{2}}$-Gesetz".

Die von LANGMUIR gestellte Frage nach der Abhängigkeit des i von U_a wurde von ihm auch für den Fall eines bipolaren Stromes, wenn sich zwischen zwei Elektroden im Vakuum geladene Teilchen beider Vorzeichen einander nähern, gelöst. Siehe [4], Bd. II, S. 24, § 9, den Fall ebener Elektroden, ebenda S. 29, § 11, den Fall zweier koaxialer Zylinder. Die Formeln (297), (302), (309) treffen lediglich für den mittleren Teil der Kennlinie zu. Bei kleinen U_a macht sich die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen stark bemerkbar. Die Werte sind größer, als aus diesen Formeln gefolgert werden kann, insbesondere ist $i \neq 0$ bei $U_a = 0$. Bei großen U_a ist kein Überschuß von Elektronen an der Kathode vorhanden (die Annahme 2 wird nicht erfüllt), d. h., alle von der Kathode emittierten Elektronen gelangen zur Anode, der Strom hat seinen Sättigungswert erreicht. Hierüber siehe auch [2477].

Bei einer direkt geheizten Kathode erfolgt die Sättigung nicht gleichzeitig für verschiedene Punkte der Kathode wegen des Potentialabfalls längs des Drahtes. Der Übergang vom mittleren Teil der Kennlinie, der dem „$U^{\frac{3}{2}}$-Gesetz" folgt, zur Sättigungsgeraden zeigt daher eine mehr oder weniger starke Krümmung im Kurvenverlauf.

Betrachten wir noch das Problem, wenn wir die erste vereinfachende Annahme weglassen. Nehmen wir an, daß die die Kathode verlassenden Elektronen eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung besitzen. Bei einem niedriger als das Sättigungspotential liegenden Anodenpotential fliegen nicht alle Elektronen, die die Kathode verlassen, bis zur Anode. Das Vorhandensein einer negativen Raumladung führt dazu, daß an der Kathode ein die Elektronenbewegung verzögerndes Feld existiert, das einen Teil derselben zur Kathode zurückführt.

Daher nimmt der Potentialverlauf von der Kathode zur Anode erst ab und steigt dann wieder an. In einer bestimmten Entfernung von der Kathode existiert eine Fläche, auf der das Potential ein Minimum hat, durch die nur solche Elektronen hindurchtreten, die eine die Größe v_0 übertreffende und die durch die Gleichung

$$\frac{m v_0^2}{2} = e\,U_m \tag{313}$$

bestimmte Anfangsgeschwindigkeit besitzen. U_m ist die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und dem Potentialminimum.

In Abb. 130 ist der Verlauf des Potentials zwischen einer ebenen Kathode und einer ebenen Anode dargestellt. Es entsprechen:

a) ohne Raumladung — die Gerade I,

b) der Formel (296) ohne Berücksichtigung der Elektronenanfangsgeschwindigkeiten — die Kurve II, welche die Abszissenachse im Koordinatenursprung zur Tangente hat,

c) der tatsächlichen Potentialverteilung bei Berücksichtigung der Anfangsgeschwindigkeiten — die Kurve III.

Aus Symmetriegründen folgern wir: Bei ebenen parallelen Elektroden stellt die Fläche des Potentialminimums ebenfalls eine zur Kathode parallel liegende Ebene dar, im Falle koaxialer Kreiszylinder eine Zylinderfläche mit der gleichen Achse.

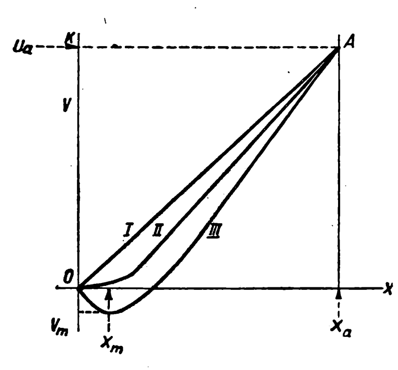


Abb. 130. Potentialverteilung zwischen zwei ebenen Elektroden bei Elektronenemission von der Kathode

Ist der Anodenstromkreis nicht geschlossen, und wird an die Anode von außen kein Potential gelegt, so läuft die Elektronenbewegung auf eine ungeordnete Wärmebewegung hinaus. Die Elektronen laden die Anode in bezug auf die Kathode negativ auf. Schließt man den Anodenkreis und vergrößert man allmählich ihr Potential, so wandert das Potentialminimum von der Anode zur Kathode [1020]. Nach Erreichen des Sättigungsstromes und weiterer Erhöhung des Anodenpotentials liegt das Potentialminimum in der Kathodenoberfläche.

Die Bestimmung des Potentialverlaufs bei Vorhandensein einer Raumladung unter Berücksichtigung der Anfangsgeschwindigkeiten der von der Kathode emittierten Elektronen erfährt große Schwierigkeiten. LANGMUIR hat dieses Problem auf das genaueste durchgearbeitet und gab eine exakte Lösung für ebene Kathoden an [1017, 1021]. Bei der Anwendung der von LANGMUIR entwickelten Lösung muß man eine bestimmte Stromstärke voraussetzen, um dann mit Hilfe von Reihen bzw. der von LANGMUIR zusammengestellten Tabellen für jede Stromstärke eine entsprechende Potentialverteilung aufzufinden.

In seinen Darlegungen führt LANGMUIR die Größen η und ξ ein, die Funktionen des Potentials V und der Koordinate x sind, und zwar:

$$\eta = \frac{e}{k\,T}(V - V_m) = \frac{11\,600}{T}(V - V_m), \tag{314}$$

wobei V_m das Potentialminimum und V das Potential im gegebenen Punkt des Feldes sind, und

$$\xi = 4\left(\frac{\pi}{2\,k}\right)^{\frac{3}{4}} m^{\frac{1}{4}}\, e^{\frac{1}{2}}\, T^{-\frac{3}{4}}\, i^{\frac{1}{2}}\,(x - x_m) = 9{,}174 \cdot 10^5\, T^{-\frac{3}{4}}\, i^{\frac{1}{2}}\,(x - x_m), \tag{315}$$

worin x_m der Abstand des Potentialminimums und x die Koordinate im gegebenen Punkt des Feldes sind. In den Gleichungen (314) und (315) sind die physikalischen Konstanten durch ihre Zahlenwerte ersetzt sowie V in Volt und i in Ampere ausgedrückt.

Die Größe V_m kann leicht aus folgenden Überlegungen bestimmt werden. Im Potentialminimum ist die Feldstärke $E = -dV/dx$ gleich Null. Durch diesen Punkt

fliegen die Elektronen in Richtung zur Anode ausnahmslos infolge ihrer ungeordneten Wärmebewegung. Dabei ist die Dichte des Elektronenstromes

$$i = \frac{1}{4} e n \bar{v}, \tag{316}$$

worin n die Konzentration der Elektronen im Potentialminimum und $\bar{v}$ das arithmetische Mittel ihrer thermischen Geschwindigkeit sind. Die Gesamtemissionsstromdichte der Kathode bei gegebener Kathodentemperatur (Dichte des Sättigungsstromes von der Kathode) beträgt

$$i_s = \frac{1}{4} e n_s \bar{v}, \tag{317}$$

wobei n_s die Elektronenkonzentration in unmittelbarer Nähe der Kathode ist. Hieraus folgt

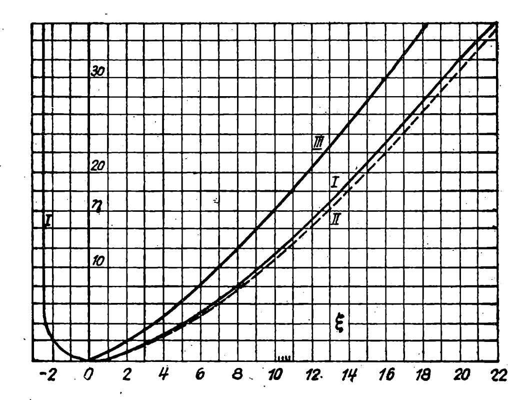


Abb. 131. I — genauer Verlauf von ξ als Funktion von η nach LANGMUIR; II — näherungsweiser Verlauf der gleichen Kurve, die zur Formel (326) führt; III — Potentialverteilung zwischen zwei ebenen Elektroden in der Darstellung durch die Größen η und ξ bei der Elektronenanfangsgeschwindigkeit Null

$$\frac{i}{i_s} = \frac{n}{n_s}. \tag{318}$$

Nach dem BOLTZMANN-Theorem gilt für ein Elektronengas im elektrischen Gegenfeld

$$n = n_s e^{-\frac{e V_m}{k T}}. \tag{319}$$

Aus (318) und (319) erhalten wir

$$V_m = -\frac{k T}{e} \ln \frac{i_s}{i} = -\frac{T}{11\,600} \ln \frac{i_s}{i}; \tag{320}$$

x_m bestimmt man auf Grund der Abhängigkeit der Größe ξ von η, die LANGMUIR in Tabellenform angegeben hat, oder aus Kurve I in Abb. 131.

Für große Werte von x, d. h. für Punkte, die zwischen dem Potentialminimum und der Anode liegen ($x > x_m$) drückte LANGMUIR ξ als Funktion von η durch eine rasch konvergierende Reihe aus:

$$\xi = \frac{2}{3} 2^{\frac{1}{2}} \pi^{\frac{1}{4}} \eta^{\frac{8}{4}} + 1{,}6685\, \eta^{\frac{1}{4}} + \cdots. \tag{321}$$

Die Benutzung von (321), (315) und (314) für $x > x_m$ und die Eliminierung von ξ und T führen zu folgender Lösung des betrachteten Problems, wenn man die Reihe (321) nach dem zweiten Glied abbricht:

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{(V - V_m)^{\frac{3}{2}}}{(x - x_m)^2} \left(1 + 2{,}658\, \eta^{-\frac{1}{2}}\right). \tag{322}$$

Formel (322) ist dem bereits früher erhaltenen Ausdruck (297) ähnlich, der den Strom mit dem Potential in einem beliebigen Punkt des Feldes bei der Elektronen-

anfangsgeschwindigkeit Null verbindet. Nur tritt jetzt an Stelle der Potentialdifferenz zwischen einem gegebenen Punkt und der Kathode die Potentialdifferenz zwischen einem gegebenen Punkt und dem Potentialminimum und an Stelle des Abstandes von der Kathode der Abstand vom Potentialminimum. Außerdem erscheint ein Korrekturglied. Durch Einsetzen der Zahlenwerte für die Konstanten sowie der Größe η nach (314) kommt LANGMUIR zu folgender für praktische Berechnungen bequemen Formel, wobei Spannung und Strom in Volt bzw. Ampere ausgedrückt sind:

$$i = 2{,}334 \cdot 10^{-6} \frac{(V - V_m)^{\frac{3}{2}}}{(x - x_m)^2} \left[1 + 0{,}0247\, T^{\frac{1}{2}} (V - V_m)^{-\frac{1}{2}}\right]. \tag{323}$$

Für Berechnungen nach dieser Formel läßt sich x_m aus Gleichung (315) finden, indem man $x = 0$ setzt und für ξ den Wert dieser Größe auf der Kathode ξ_1 einführt:

$$x_m = 1{,}090 \cdot 10^{-6}\, T^{-\frac{3}{4}} i^{-\frac{1}{2}} (-\xi_1). \tag{324}$$

Die Größe ξ_1 bestimmen wir aus dem Wert von η auf der Kathode aus der Tabelle von LANGMUIR oder aus der Kurve der Abb. 131. Den Wert von η auf der Kathode erhalten wir, indem wir in (314) $V = 0$ setzen, woraus sich

$$\eta_{kat} = \eta_1 = 2{,}303 \lg \frac{i_s}{i} \tag{325}$$

ergibt. Soll i in Abhängigkeit von U_a ermittelt werden, so setzt man in Formel (325) ein bestimmtes vorgegebenes i ein und ermittelt dafür das entsprechende U_a, z. B. durch graphische Lösung der Gleichung (323) mit V für $x = x_a$. Wiederholt man die Berechnung für eine genügende Anzahl verschiedener i-Werte, so kann man die gesuchte Beziehung zwischen i und U_a tabellarisch oder in Form einer Kurve aufstellen.

Für zylindrische Elektroden mit großem r_a/r_0 gibt LANGMUIR die Näherungsformel

$$i = \frac{2\sqrt{2\frac{e}{m}}}{9 r_a \beta^2} \left[V_a - V_m + \frac{V_0}{4}\left(\ln \frac{V}{\lambda V_0}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}} \tag{326}$$

an. Hier ist λ eine Konstante, deren Wert zwischen 1 und 2 liegt und die LANGMUIR experimentell zu bestimmen vorschlägt; V_0 ist der Effektivwert der Elektronenanfangsgeschwindigkeit, ausgedrückt in Volt, und wird nach der Formel

$$V_0 = \frac{3 \cdot 300}{2} \frac{k T}{e} = \frac{T}{7740} \tag{327}$$

bestimmt. Bei der Diskussion der Formel (326) geht LANGMUIR davon aus, daß der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten im Falle zweier koaxialer Zylinder sich vor allem an der Anode, wo das Feld am schwächsten ist, zeigt. Dieser Effekt verkleinert die Dichte der Raumladung annähernd um den Faktor $\left(\frac{V}{V + V_0}\right)^{\frac{1}{2}}$ (hier ist V das Potential des gegebenen Punktes in bezug auf das Kathodenpotential Null). Diesen Faktor führt LANGMUIR in den Ausdruck für die Dichte der Raumladung in die Gleichungen (298) und (299) ein und findet so eine näherungsweise Gleichung für das Problem, als deren Lösung (326) erscheint. Eine genaue Lösung bringt LANGMUIR in seinem Aufsatz [1021] nicht.

Die Korrektur der Größe i bei gegebenem U_a infolge der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen beträgt für ebene Elektroden maximal 40%, bei zylindrischen dagegen nur 10%. Der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten wird durch die Beobachtungen von DUSHMAN bestätigt, der die Formel (301) von LANGMUIR bald nach ihrer Veröffentlichung prüfte. Mit $\lambda = 1$ findet LANGMUIR die Korrekturen für diesen Fall, wie sie in Tabelle 18 angeführt sind. Die Korrektur, die bei Austausch der Formel (301) durch die genauere Formel (302) vorgenommen wird, hat das entgegengesetzte Vorzeichen, da für die Abmessungen der von DUSHMAN benutzten Röhre $\beta^2 = 1{,}079$ und im Nenner von (302) steht. Im Hauptteil der Kennlinie für $U_a = 35$ V kompensieren sich beide Korrekturen. Damit erklärt sich, daß die Versuche von DUSHMAN sehr gut die ungenaue Formel (301) bestätigten, in der einerseits $\beta^2 = 1$ angenommen und andererseits der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen nicht berücksichtigt wurde.

Tabelle 18

U_a [V]	Korrektur [%]
35	+ 8,1
75	+ 5,0
130	+ 3,5

Der Umstand, daß die zwei gezeigten Ungenauigkeiten einander kompensieren, führt dazu, daß bei einer Elektronenröhre mit zylindrischer Elektrodenanordnung die einfachere Formel (301) mit einer Genauigkeit benutzt werden kann, die für sämtliche praktischen Anwendungen vollkommen genügt.

§ 2. Die Rolle der Raumladungen in der Gasentladung

Der Übergang von negativen Teilchen, den Elektronen, zu positiven Ionen bringt im wesentlichen keine Änderung. Es wird lediglich das Vorzeichen des Potentials in allen Formeln und Ausführungen in das entgegengesetzte verwandelt. Eine gewisse Änderung bei einem zylindrischen (und auch bei einem sphärischen) Problem folgt aus einer von LANGMUIR stammenden Überlegung, wenn die Ladungsträger des einen oder des anderen Vorzeichens sich nicht vom inneren Zylinder (der inneren Kugel) zum äußeren Zylinder (oder der konzentrischen äußeren Kugel) hin bewegen, sondern in entgegengesetzter Richtung. Das zeigt sich in der Änderung der Werte von β und ϱ. Solchen Fällen begegnet man bei der Bewegung der Elektronen und Ionen in der Schicht, die eine zylindrische bzw. sphärische Elektrode — eine Sonde — umgibt, die sich in einem Gasentladungsplasma befindet. Die Ergebnisse der LANGMUIRschen Raumladungstheorie sind in diesem Falle nur unter der Bedingung anwendbar, daß die freie Weglänge der Teilchen größer ist als die Dicke der betrachteten Raumladungsschicht, so daß man die Stöße von Elektronen oder Ionen mit den Neutralteilchen und die Ionisation durch Stöße erster oder zweiter Art innerhalb der Schicht vernachlässigen kann. Die Annahme, daß keine Stöße stattfinden, macht das Raumladungsproblem in der „Schicht" zum gleichen Problem

wie im Hochvakuum. Wenn wir den durch die Raumladung bedingten und begrenzten Strom nicht im Hochvakuum, sondern in einem Gas bei hohem Druck berechnen wollen, so trifft die Bewegungsgleichung (290), die die Grundlage der von LANGMUIR entwickelten Theorie ist, infolge des Energieverlustes, den ein geladenes Teilchen bei jedem Stoß erleidet, nicht mehr zu. Die erwähnte Gleichung muß durch die Beweglichkeitsgleichung

$$v = K \cdot f(E) \tag{328}$$

ersetzt werden, worin v die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens und E die Feldstärke sind. Wenn am Stromtransport durch das Gas gleichzeitig Träger beider Vorzeichen beteiligt sind, so ist ϱ in der POISSONschen Gleichung durch die Differenz der absoluten Werte der positiven und der negativen Raumladungsdichte zu ersetzen und Gleichung (291) sowohl für die positiven als auch für die negativen Ladungsträger zu schreiben.

Raumladungen spielen bei Gasentladungen nur in vereinzelten Fällen die Rolle einer Strombegrenzung (z. B. bei der Koronaentladung). In den Fällen und in den Entladungsgebieten, wo wir bei verhältnismäßig starkem Felde freie Elektronen und positive Ionen haben, ist die Konzentration der positiven Ionen größer als die Konzentration der Elektronen, da die Elektronen bei sonst gleichen Bedingungen im Felde schneller als die positiven Ionen sind und den Entladungsraum rascher verlassen. Deshalb ist die resultierende Raumladung in solchen Entladungsgebieten positiv. Diese positive Raumladung bedingt die Potentialverteilung im Entladungsraum und bestimmt dadurch den Charakter und die Bedingungen des Entladungsverlaufes. Das ist die Rolle der positiven Raumladungen im Kathodengebiet einer Glimmentladung, im Kanal beim Entstehen einer Funkenentladung, in der Koronahaut einer Koronaentladung. Durch das positive Vorzeichen der resultierenden Raumladungsdichte ist die Kurve der Potentialverteilung in diesem Falle mit ihrer Krümmung nicht nach unten (zur Abszissenachse) wie in Abb. 130 gerichtet, sondern nach oben, wie das aus der POISSONschen Gleichung und aus dem bekannten Lehrsatz der Differentialgeometrie folgt.

Interessant ist der Einfluß der Raumladung eines Elektronenstrahles auf den Strahl selbst. Bei der Fortbewegung eines derartigen Strahls im Vakuum führt die von den Elektronen des Strahls hervorgerufene negative Raumladung zu einer Elektronenstreuung, die sich in einer Vergrößerung des Strahlquerschnittes mit zunehmender Strahllänge äußert. Bei großer Geschwindigkeit des Strahls kompensiert sich diese Wirkung durch die elektrodynamische Anziehung der sich parallel bewegenden Elektronen. Die Streuung des Elektronenstrahls beobachtet man im Gas bei der Bildung von Elektronenlawinen durch einzelne Elektronen. In den Fällen, in denen in das vom Gas eingenommene Volumen bei der elektrischen Längsfeldstärke Null oder einer sehr geringen Feldstärke ein Strahl schneller Elektronen tritt, verhindert die von den wenig beweglichen positiven Ionen hervorgerufene Raumladung die Streuung des Elektronenstrahls. Unter bestimmten Bedingungen ist diese Wirkung sehr stark und führt zu der sogenannten *Gasfokussierung* des Elektronenstrahls.

§ 3. Die Rolle der Oberflächenladungen in einer Entladung

Bei den Entladungserscheinungen hat man es nicht nur mit Raumladungen zu tun, sondern auch mit Oberflächenladungen. Bei den Entladungen im Hochvakuum

bilden sich positive Oberflächenladungen infolge der Sekundäremission unter der Wirkung eines Strahles schneller Elektronen. Solche Strahlen bilden sich unter gewissen Bedingungen in mehr oder weniger leistungsstarken Elektronenröhren. Negative Oberflächenladungen entstehen durch Anlagerung langsamer Elektronen auf den Wandungen oder auf den Abschirmungen im Innern der Röhre. Die Oberflächenladungen verursachen Felder, die die Elektronenbahnen in der gegebenen Röhre ungünstig beeinflussen.

Ein Beispiel für den schädlichen Einfluß der Oberflächenladung im Hochvakuum liegt vor, wenn irgendein Teil des Leuchtschirmes einer Elektronenstrahlröhre so stark mit Elektronen aufgeladen wird, daß die negative Oberflächenladung den Elektronenstrahl zu zerstreuen beginnt. Dadurch verliert der Leuchtfleck auf dem Schirm seine Schärfe und erscheint verwaschen. In den Gebieten der Gasentladung, in denen auf die Glaswandungen keine Strahlen schneller Elektronen treffen, laden die langsamen Elektronen die Wandung negativ auf, da sie rascher auf dieselbe diffundieren, als die wenig beweglichen positiven Ionen dies zu tun vermögen. Ein Gleichgewicht des Auftreffens von Elektronen und positiven Ionen auf die Wandung wird lediglich hergestellt, nachdem die Wandung ein negatives Potential erlangt hat, das ausreicht, um die Anzahl der auf jeden Quadratzentimeter der Wandung auftreffenden Elektronen und positiven Ionen zu neutralisieren. Die Größe dieses Potentials hängt von den inneren Parametern der Entladung ab und kann 15—20 V erreichen. Solche Oberflächenladungen bedingen einen *radialen Potentialgradienten* in der Entladung und spielen in der Theorie der positiven Säule und des Gasentladungsplasmas eine bedeutende Rolle. Am stärksten zeigen sich die negativen Raumladungen bei der Erscheinung des sogenannten *Pseudovakuums* — dem falschen oder scheinbaren Hochvakuum. Diese Erscheinung besteht darin, daß in einer mehr oder weniger engen Röhre manchmal, besonders bei einer Elektronen emittierenden Glühkathode, keine Entladung trotz der zwischen Kathode und Anode hinreichend hohen Potentialdifferenz auftritt. Es scheint dann so, als wäre in der Röhre kein Gas, sondern ein hohes Vakuum. Tatsächlich bleibt die Entladung deshalb aus, weil die auf den Röhrenwandungen vorhandene Oberflächenladung ein Feld erzeugt, das den Elektronentransport von der Kathode verhindert.

§ 4. Die Methode der Sondenkennlinien

In einem ionisierten Gas nimmt ein Körper durch die Bildung einer Oberflächenladung ein Potential an, das sich von dem Potential im gegebenen Punkt unterscheidet. Daher kann eine gewöhnliche Sonde in Verbindung mit einem elektrostatischen Voltmeter oder mit einem Elektrometer nicht zur einigermaßen genauen Bestimmung des Potentials in dem Punkt des Entladungsraumes, an dem diese Sonde in das Gas eingeführt worden ist, dienen.

Statt der Messungen des Potentials der Sonde schlug LANGMUIR vor, die Strom-Spannungs-Charakteristik der Sonde aufzunehmen, und zeigte, daß der Verlauf dieser Charakteristik nicht nur zur Bestimmung des Potentials im gegebenen Punkt der Entladung (dem Raumpotential) dienen kann, sondern auch zur Ermittlung anderer innerer Parameter des ionisierten Gases. Hierbei setzt LANGMUIR eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Gas voraus und zeigt das Kriterium für eine solche Verteilung: Linearer Verlauf der halblogarith-

mischen Darstellung des Elektronenstromes. In den Fällen, in denen dieses Kriterium nicht erfüllt wird, ist die LANGMUIR-Methode nicht anwendbar.

In Abb. 132 ist das elektrische Schaltbild zur Aufnahme von Sondencharakteristiken angegeben. Das Instrument A zeigt den Strom zur Sonde, das Instrument V das Potential U_s eines bestimmten Punktes der Entladung in bezug auf die Kathode oder Anode an. Durch das mit einer Batterie verbundene Potentiometer läßt sich das Potential der Sonde U_s beliebig verändern. Der allgemeine Verlauf einer auf diese Weise erhaltenen Charakteristik ist in Abb. 133 dargestellt.

Bei stark negativer Sonde können nur wenige schnelle Elektronen im Vergleich zur Anzahl der positiven Ionen auf die Sonde gelangen. Die positiven Ionen bilden

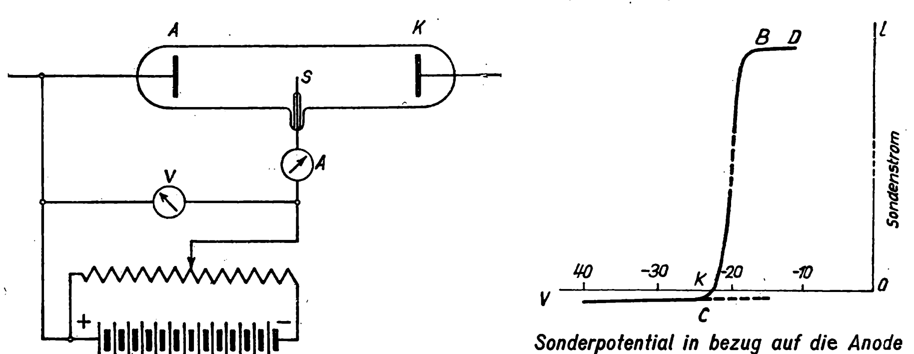


Abb. 132. Schaltschema zur Aufnahme von Sondenkennlinien

Abb. 133. Strom-Spannungs-Charakteristik einer Sonde

rings um die Sonde ein Gebiet mit einer positiven Raumladung. Dem großen negativen Sondenpotential entspricht der linke Teil der Charakteristik, der eine gerade Linie mit geringer Neigung darstellt. Bei Verminderung des negativen Sondenpotentials beginnen in zunehmendem Maße Elektronen auf die Sonde einzuströmen, was zu einem Abfall des gesamten durch die Sonde fließenden Stromes führt. Im Punkt K (Abb. 133) ändert der Strom zur Sonde seine Richtung. Bei immer noch negativem Sondenpotential in bezug auf das Plasma wächst der Elektronenstrom durch die Raumladungsschicht an (Abschnitt CB der Kurve); bei positivem Potential der Sonde in bezug auf das Plasma bildet sich um die Sonde eine negative Raumladungsschicht, und sämtliche Elektronen, die infolge ihrer thermischen Bewegung den äußeren Rand dieser Schicht erreichen, fliegen zur Sonde (Sättigungsstrom; Abschnitt BD). Die thermische Bewegungsenergie der positiven Ionen ist viel kleiner als die Bewegungsenergie der Elektronen infolge der großen Masse und des großen Energieverlustes der Ionen bei den elastischen Stößen. Deshalb ist der Ionenstrom zur positiv geladenen Sonde verschwindend klein, während der Elektronenstrom zur Sonde, deren Potential wenig niedriger ist als das Potential des sie umgebenden Gases, eine meßbare Größe besitzt.

LANGMUIR entwickelte in [1022, 1023] eine exakte Sondentheorie für ebene, zylindrische und kugelförmige Sonden.

a) *Die ebene Sonde* kann durch einen ebenen Metallstreifen (Abb. 134), der an der Innenfläche der Entladungsröhre angebracht ist, oder in Form einer in das Gas eingeführten kleinen ebenen Scheibe verwirklicht werden.

Hat eine derartige Sonde das gleiche Potential wie das sie umgebende Plasma und besitzen die Elektronen eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung, so werden auf die Oberfläche der ebenen Sonde in 1 s nach der kinetischen Gastheorie $\frac{1}{4} A n_e \bar{v}_e$ Elektronen eintreffen, wenn A die Sondenoberfläche ist. Die Dichte des Elektronenstromes zur Sonde, die im gegebenen Fall der Dichte des ungeordneten Elektronenstromes im Plasma gleich ist, beträgt

$$j_e = \frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e. \qquad (329)$$

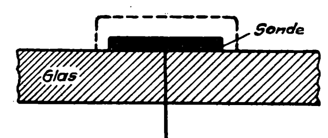


Abb. 134. Raumladungsschicht einer ebenen Sonde, die an der Wandung der Röhre aufliegt. Die Schichtgrenze ist durch eine punktierte Linie angedeutet

Ist das Sondenpotential um den Wert U niedriger als das Potential des umgebenden Plasmas, so verändert sich das Potential in der Raumladungsschicht von Punkt zu Punkt ununterbrochen, und bei MAXWELLscher Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen wird die Elektronenkonzentration in der Schicht in unmittelbarer Nähe von der Sondenoberfläche nach dem BOLTZMANN-Theorem

$$n_{e1} = n_e e^{-\frac{eU}{kT}} \qquad (330)$$

betragen, wobei T die der MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung entsprechende absolute Temperatur und n_e die Elektronenkonzentration am äußeren Schichtrand sind. Die Elektronenstromdichte zur Sonde j_{e1} beträgt in diesem Fall

$$j_{e1} = \frac{1}{4} n_e e^{-\frac{eU}{kT}} \bar{v}_e. \qquad (331)$$

Außerhalb der Schicht verhält sich das Elektronengas so, als wäre keine Sonde vorhanden. Die Partikel des neutralen Gases, die positiven Ionen und die Elektronen, deren Gesamtheit als „Plasma“ bezeichnet wird, sind von der negativen Sondenladung durch die positiven Ladungen in der Schicht abgeschirmt. Nach den Formeln der kinetischen Gastheorie ist der arithmetische Mittelwert der Geschwindigkeit bei einer MAXWELL-Verteilung gleich

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \qquad (332)$$

Somit wird bei einem Potential U der Sonde der Elektronenstrom auf die Sonde in bezug auf das umgebende Gas

$$i = A e n_e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}\, e^{-\frac{eU}{kT}} = A j_e e^{-\frac{eU}{kT}}, \qquad (333)$$

wobei j_e die Dichte des von der Sonde nicht gestörten ungeordneten Elektronenstromes im Plasma ist. Diese Formel ist nur für einen Elektronenstrom auf eine Sonde mit negativem Sondenpotential anwendbar.

Zeichnet man in einem halblogarithmischen Koordinatensystem die Sondenkennlinie, so muß sich bei einer MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Bereich des negativen Sondenpotentials in bezug auf das Plasma-

potential eine gerade Linie ergeben, deren Gleichung

$$\ln i_e = C + \frac{e}{kT} U, \quad \text{mit} \quad C = \ln (A j_e), \tag{334}$$

sein wird.

Ist das Sondenpotential höher als das Plasmapotential, so werden die Elektronen durch das Feld in Richtung zur Sonde beschleunigt. An der Sonde wird sich eine negative Raumladungsschicht bilden, die das nicht gestörte Plasma ebenso vor der Wirkung der positiven Sondenladung schützt, wie vorhin die positive Raumladungsschicht dasselbe Plasma vor der negativen Sondenladung schützte. Auf die Sonde gelangen alle Elektronen, die bei ihrer thermischen Bewegung die äußere Schichtgrenze erreichen. Die Raumladungsschicht einer ebenen Sonde wird selbst eben sein, doch wird die seitliche Schichtgrenze etwas über die Ränder der Sonde hinausgeschoben sein. Die Dicke der Raumladungsschicht folgt aus dem $U^{\frac{3}{2}}$-Gesetz in Verbindung mit dem durch die Raumladung begrenzten Strom zur Sonde und der Potentialdifferenz zwischen äußerer Schichtgrenze und Sonde. Daher wird die Dicke der Schicht um so größer sein, je größer diese Potentialdifferenz ist. Zusammen mit der Schichtdicke wird auch ihre Oberfläche anwachsen und damit auch der Elektroneneinstrom auf die positiv geladene Sonde. Der Stromanstieg bei weiterer Vergrößerung des Sondenpotentials wird nun schon ein anderer sein als bei negativ geladener Sonde, und der Logarithmus des Stromes wird sich bedeutend langsamer vergrößern. Deshalb wird die Kurve

$$\ln i_e = f(U), \tag{335}$$

worin U die Differenz zwischen dem Sondenpotential und dem Plasmapotential ist, in dem Punkt $U = 0$ (Abb. 135) einen scharfen Knick besitzen. Da wir beim Experiment U_s als Spannungsdifferenz zwischen Sonde und Kathode bzw. Anode ablesen, so wird der Wert $U_s = U_{s_0}$, bei dem der Knick in der ermittelten Kurve auftritt, $U = 0$ entsprechen, und der Punkt K des Kurvenknicks wird uns das Plasmapotential am Ort der Sonde in bezug auf die Kathode bzw. Anode angeben.

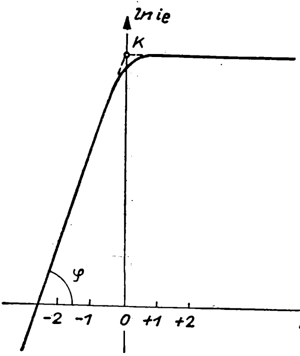


Abb. 135. Halblogarithmische Charakteristik des Elektronenstroms zur Sonde. U ist das Sondenpotential in bezug auf das Raumpotential

Da bei $U < 0$ nicht nur ein Elektronenstrom, sondern auch der im Vorzeichen entgegengesetzte Strom positiver Ionen auf die Sonde fließt, so ist zu den Werten oberhalb des Punktes K der Abb. 133 der absolute Betrag der positiven Ionen bei gegebenem U zu addieren. Diese Größe erhält man leicht, wenn man den geradlinigen unteren Teil der Charakteristik in Richtung des positiv ansteigenden Potentials extrapoliert (gestrichelte Linie in Abb. 133). Da der Übergang des geradlinigen Teils der halblogarithmischen Kennlinie in den Teil, der der Stromsättigung entspricht, immer abgerundet ist, so verlängert man zur Auffindung von U_{s_0} beide geradlinigen Teile bis zu ihrem Schnitt, wie dies Abb. 135 zeigt. (In Abb. 135 bezieht sich U auf das Plasma im Gegensatz zu Abb. 133.)

Der Tangens des Neigungswinkels φ der Geraden ist bei $U < 0$ (Abb. 135) gleich $\frac{e}{kT_e}$. Hieraus kann die Temperatur T_e, die einer MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen entspricht, nach der Formel

$$T_e = \frac{e/k}{\operatorname{tg}\varphi} \tag{336}$$

bestimmt werden, oder, wenn bei Ermittlung der Kennlinie die Potentialdifferenz U_s in Volt gemessen wurde[1]),

$$T_e = \frac{4{,}77 \cdot 10^{-10}}{300 \cdot 1{,}37 \cdot 10^{-16} \operatorname{tg}\varphi} = \frac{11\,600}{\operatorname{tg}\varphi}. \tag{337}$$

Der geradlinige Verlauf von $\ln i_e$ ist die Bestätigung einer MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Die Temperatur der MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung steht in keinem direkten Zusammenhang mit der Temperatur der Elektroden, der Röhrenwandungen oder dem Gas, in dem die Entladung vor sich geht. Sie hängt stark von der Entladungsform ab und erreicht manchmal außergewöhnlich große Werte von vielen zehntausend Grad.

Für den Punkt $U = 0$, $i_e = i_{e_0}$, wird aus der Beziehung (333) die Form

$$i_{e_0} = A e n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}}. \tag{338}$$

Bestimmt man T_e und kennt man i_{e_0} und A, so kann man mit (333) die Elektronenkonzentration n_e im Plasma ermitteln. Somit gibt die Sondenmethode die Möglichkeit, durch die Ermittlung einer Strom-Spannungs-Charakteristik nicht nur das Potential V im gegebenen Punkt der Entladung, sondern auch gleichzeitig die Elektronenkonzentration und die mittlere kinetische Energie nach der Beziehung

$$K_e = \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2} k T_e \text{ [erg]} = \frac{V_0 e}{300} \text{ [erg]} \tag{339}$$

zu bestimmen, wobei V_0 in Volt einzusetzen ist. Hieraus folgt

$$V_0 = \frac{300 K_e}{e} = \frac{900}{2} \frac{kT_e}{e} = \frac{T_e}{7740} \text{ [eV]}. \tag{340}$$

Die Extrapolation des Ionenstromes, die punktierte Gerade in Abb. 133, ist gewissermaßen willkürlich und gilt nur ein kurzes Stück, da bei einem Sondenpotential, das dem Plasmapotential entspricht, der Ionenstrom Null sein soll. ROSHANSKI schlug vor [1024], die Extrapolation parabolisch auszuführen. Die Extrapolation durch eine Parabel ist jedoch ebenfalls willkürlich, da man eine ganze Reihe von Parabeln konstruieren kann, die gleich gut mit experimentell bestimmten Kurvenpunkten innerhalb bestimmter Grenzen des Ioneneinstromes auf die Sonde zusammenfallen. Es ist aber einfacher, die Extrapolation durch eine Gerade vorzunehmen, insbesondere auch deshalb, weil die Korrektur für den Ionenstrom nur am Kurvenanfang des Ionenstromes wesentlich ist, wo der Sondenstrom von derselben Größenordnung wie der Ionenstrom ist und wo außerdem die Extrapolation durch eine Gerade oder durch eine Parabel zum gleichen Wert von $\ln i_e$ führt.

---

[1]) Die Einheiten, in denen die Stromstärke gemessen wird, haben auf den Neigungswinkel φ keinen Einfluß, da auf der Ordinatenachse der Abb. 135 $\ln i_e$ abgetragen wird.

Bei stark negativem Sondenpotential fließt durch die positive Raumladungsschicht ein positiver Ionenstrom zur Sonde, der bei ungeordneter Bewegung der positiven Ionen im Plasma und einer MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung der Gleichung

$$i_p = \frac{1}{4} e A n_p \bar{v}_p \tag{341}$$

entsprechen würde, worin A die Oberfläche der positiven Raumladungsschicht ist. Nimmt man $n_p = n_e$ an, wobei n_e vorher bestimmt worden ist, so könnte man aus (341) $\bar{v}_p$ und die Temperatur der positiven Ionen T_p bestimmen. Eine solche Bestimmung führt jedoch zu viel zu großen Werten T_p, und zwar zu $T_p \approx \frac{T_e}{2}$. Daraus folgert man, daß die Bewegung der positiven Ionen komplizierter ist als ihre ungeordnete Bewegung und daß eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung der positiven Ionen nicht der Wirklichkeit entspricht.

b) Bei einer *Zylindersonde* im Plasma besteht die Charakteristik im allgemeinen aus den gleichen drei Hauptteilen, wie sie in Abb. 133 angegeben sind. Auf den Elektronenstrom sind die vorherigen Betrachtungen bei $U < 0$ anwendbar, und daher bleibt Formel (334) sowie die Methode der Bestimmung des Plasmapotentials am Ort der Sonde durch einen scharfen Knick in der Kurve $\ln i_e = f(U_s)$ bestehen. Bei $U > 0$ ist es dagegen nun nicht mehr möglich, zu behaupten, daß sämtliche durch die äußere Oberfläche der die Sonde umgebenden negativen Ladung hindurchgetretenen Elektronen auf die Sonde treffen. Ist die Geschwindigkeit eines Elektrons bei seinem Eindringen in die Schicht in einem gewissen Winkel zum Radius der die Sonde umgebenden zylindrischen Schicht gerichtet und auch genügend groß, so kann das Elektron auf einer kometenähnlichen Bahn ABC (Abb. 136), ohne die Sonde zu berühren, durch die Schicht fliegen. Nur dann, wenn die Schichtdicke im Vergleich zum Halbmesser der Sonde gering ist, d. h. bei verhältnismäßig dicken zylindrischen Sonden, kann man annehmen, daß alle auf die äußere Oberfläche der Schicht auftreffenden Elektronen zur Sonde gelangen und mit genügender Genauigkeit die Formel

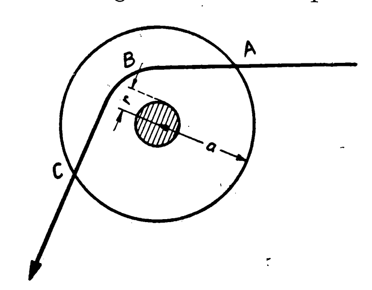


Abb. 136. Flugbahn eines geladenen Teilchens im Gebiet der „Schicht" einer Zylindersonde

$$i_e = 2\pi a l j_e \tag{342}$$

befriedigen, wobei a der äußere Schichthalbmesser und l die Länge der zylindrischen Sonde[1]) sind, während j_e nach Gleichung (329) zu bestimmen ist.

LANGMUIR löste das Problem des Stromflusses auf die zylindrische Sonde auch für den allgemeinen Fall, wenn der Strom auf die zylindrische Sonde „durch die Bahnbewegung der Elektronen und Ionen beeinträchtigt wird". Die von ihm abgeleitete Formel lautet:

$$i = Ajf; \tag{343}$$

---

[1]) Bei genauen Berechnungen ist zu berücksichtigen, daß die Raumladungsschicht länger ist als die Sonde; die entsprechenden Berichtigungen sind hierbei einzuführen.

dabei ist A die Oberfläche der Sonde, j die Stromdichte der thermischen Bewegung der Elektronen und Ionen und f ein Polynom der Gestalt

$$f = \frac{a}{r} P\left(\sqrt{\Phi}\right) + e^{\eta}\left[1 - P\left(\sqrt{\eta + \Phi}\right)\right], \tag{344}$$

mit

$$\eta = \frac{eV}{kT}, \quad \Phi = \eta \frac{r^2}{a^2 - r^2}$$

und

$$P(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy,$$

das GAUSSsche Fehlerintegral (hier ist a der äußere Halbmesser der Schicht, r ist der Sondenhalbmesser).

Die Berechnungen nach den Formeln von LANGMUIR sind im allgemeinen kompliziert. Für den Fall einer dünnen zylindrischen Sonde, wenn $\eta \ll \frac{a}{r}$ ist, findet LANGMUIR für (344) in erster Näherung

$$f = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta + 1}. \tag{345}$$

Dieser Ausdruck wäre für $\frac{a}{r} \to \infty$ vollkommen exakt. Die Formeln (343) und (345) führen bei Anwendung des Ausdruckes für η zur Gleichung

$$i^2 = \frac{4}{\pi} A_1^2 j^2 \left(\frac{eV}{kT} + 1\right). \tag{346}$$

Formel (346) zeigt, daß das Quadrat des Stromes auf eine zylindrische Sonde in Abhängigkeit vom Sondenpotential U_s eine Gerade (Abb. 137) ergibt.

Die Abszisse des Schnittpunktes der Geraden in Abb. 137 ergibt mit der Achse U_s das Sondenpotential U_{0s} in bezug auf die Kathode (bzw. Anode), bei der der Strom i zur Sonde Null ist. Nach (346) ist das der Fall bei einem Sondenpotential U_0 in bezug auf das Plasma, das durch die Beziehung

$$\frac{eU_0}{kT} + 1 = 0, \quad |U_0| = \frac{kT}{e} \tag{347}$$

Abb. 137. Verlauf von i_e^2 für eine dünne Zylindersonde

bzw. in Volt

$$|U_0| = \frac{T}{11600} \tag{348}$$

bestimmt werden kann.

Hieraus ergibt sich folgende zusätzliche Methode zur Bestimmung des Plasmapotentials in einem vorgegebenen Punkt. Durch Ermittlung der Sondencharakteristik bestimmen wir nach der üblichen Methode T_e aus dem Neigungswinkel φ des geradlinigen Teiles der halblogarithmischen Charakteristik nach Abb. 135. Nach Einsetzen dieses Wertes in (347) finden wir U_0. Wir zeichnen die Kurve i^2 für eine

dünne zylindrische Sonde und finden daraus U_{0s}. Wir wissen, daß bei einem Sondenpotential U_{0s} in bezug auf die Kathode (bzw. Anode) ihr Potential in bezug auf das Plasma U_0 beträgt. Das gesuchte Plasmapotential in bezug auf die Kathode (bzw. Anode) wird also

$$U_g = U_{0s} - U_0 \tag{349}$$

betragen.

Diese Methode zur Bestimmung von U_g kann benutzt werden, wenn der Kurvenknick $\ln i_e = f(U)$ nicht genügend klar hervortritt.

Mißt man (Abb. 137) den Neigungswinkel der Geraden zur Abszissenachse φ_2, so erhalten wir zur Ermittlung der uns interessierenden Werte noch eine Gleichung

$$\frac{4}{\pi} A_1^2 j_e^2 \frac{e}{kT} = \operatorname{tg} \varphi_2 . \tag{350}$$

Man kann die Gleichung z. B. auch so benutzen: Unter Zuhilfenahme von (336) bestimmt man die Elektronentemperatur T_e, zeichnet dann nach (346) die Gerade und bestimmt j_e aus (350) nach Messung von φ_2.

Bei großen negativen Werten des Sondenpotentials fliegen in die Schicht der positiven Raumladung fast keine Elektronen. Daher kommt in der positiven Raumladung, die die Sonde umgibt, im Normalfall keine Gasanregung durch Stöße erster Art vor, und die Schicht erscheint im Vergleich zum umgebenden Gas dunkel. Diese Erscheinung tritt derart scharf hervor, daß die Schichtdicke und damit auch ihr Halbmesser a mit einem Kathetometer bestimmt werden können. Eine solche Bestimmung gibt die Möglichkeit, das fehlende Glied in der Kette der Gleichungen für positive Ionen zu ergänzen [dort fehlt eine direkte Bestimmung von T_p, analog Formel (336)].

Bei der Benutzung von Zylindersonden erweist es sich als notwendig, eine Korrektur für die Länge und die Oberfläche der Zylinderschicht einzuführen. Diese Korrektur hängt vom Potential der Sonde ab. Frei von dieser Korrektur sind die Kugelsonden, bei denen die Raumladungsschicht die Sonde allseitig konzentrisch umgibt und die Größe A immer durch $4\pi a^2$ bestimmt wird mit der immer erforderlichen Flächenkorrektur, da auf dieser Kugeloberfläche von dem die Kugelsonde haltenden Stiel ein Stück herausgeschnitten wird.

c) Die Theorie der *Kugelsonde* ist der Theorie der Zylindersonde ähnlich. Bei großem Halbmesser der Kugelsonde kann man wiederum annehmen, daß alle an den äußeren Rand der Raumladungsschicht gelangenden Elektronen und positiven Ionen auf die Sonde auftreffen. Nach LANGMUIR kann man diese Näherung benutzen, wenn die Funktion $\Phi > 3$ ist (siehe S. 239). In diesem Fall ist

$$i = 4\pi a^2 j . \tag{351}$$

Die Größe a kann mit Hilfe der Beziehung (309) bestimmt werden, die bei Berücksichtigung der Elektronenanfangsgeschwindigkeit die Gestalt von

$$i = \frac{4\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{\varrho^2} \left(1 + \frac{2{,}658}{\sqrt{\frac{eV}{kT}}}\right) \tag{352}$$

annimmt[1]). Die Berücksichtigung der Bahnbewegung der Elektronen und Ionen führt bei großem Verhältnis $\frac{a}{r}$, d. h. für Kugelsonden mit kleinem Halbmesser, zu einer Beziehung zwischen i und U, ähnlich Gleichung (346), und zwar:

$$i = 4\pi a^2 j\left(\frac{eU}{kT} + 1\right). \tag{353}$$

Somit existiert in diesem Fall eine lineare Abhängigkeit zwischen i und U (an Stelle der quadratischen bei der Zylindersonde). Im übrigen besteht zwischen der Anwendungsart von Zylindersonden und derjenigen von Kugelsonden kein Unterschied.

Sehr wichtig ist die Frage nach dem Gültigkeitsbereich der Sondentheorie und nach den verschiedenen Fehlerquellen bei Sondenmessungen. Bei sehr niedrigem Druck ist die Dichte der Raumladungen zu klein, um die Oberfläche der Sonde vor der unmittelbaren elektrostatischen Wirkung der Kathode oder der Anode zu schützen. Bei Erhöhung des Gasdruckes kann die Theorie nicht mehr angewendet werden, weil dann die freie Weglänge eines Elektrons oder eines Ions mit der Dicke der Raumladungsschicht um die Sonde vergleichbar wird. Innerhalb dieser Schicht treten von der Theorie nicht erfaßte unelastische Stöße auf. Einige Arbeiten, in denen diese Gültigkeitsbeschränkung der Sondentheorie nicht beachtet wurde, führten zu strittigen oder geradezu falschen Ergebnissen, wie das in dem Aufsatz [1064] gezeigt wurde. Auch bei sehr kleinen Entladungsströmen kann man die Methode der Sondencharakteristiken nicht anwenden, da der Sondenstrom die Entladung in solchen Fällen erheblich stören kann.

Bei der Durchführung von Sondenmessungen darf der Prozentsatz, der mit den Molekülen oder mit den Gasatomen im Bereich der Schicht zusammenstoßenden Ionen oder Elektronen 10—20% nicht übersteigen[2]) [1027]. Die Schichtdicke d kann man nach den entsprechenden Formeln für die Raumladung nach LANGMUIR berechnen. DAWYDOW und SMANOWSKAJA [1064] versuchten, die Theorie durch Erfassung der Konzentrationsverminderung der Elektronen an der Sonde infolge des Auftreffens von Elektronen auf die Sonde und der Diffusionsströme von Elektronen, hervorgerufen durch den Konzentrationsgradienten, genauer zu fassen. Siehe auch [1025].

---

[1]) Da (351) lediglich bei großem Halbmesser r der Sonde angewandt werden kann, benutzt LANGMUIR einfach für sphärische Elektroden den Korrekturfaktor, der die Anfangsgeschwindigkeiten in erster Näherung bei ebenen Elektroden berücksichtigt.

[2]) Da von n_0 Teilchen bei einer mittleren freien Weglänge λ der Weg d, der der Schichtdicke entspricht, ohne Stoß von $n = n_0\, e^{-\frac{d}{\lambda}}$ Teilchen durchflogen wird, so ist die Anzahl der Teilchen, die in der Schicht einen Stoß erleiden

$$n_1 = n_0 - n = n_0\left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}\right),$$

und die Beziehung

$$\frac{n_1}{n_0} = 1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}$$

tritt an die Stelle des von KLARFELD auf S. 167 seines Aufsatzes [1027] angeführten Ausdrucks $e^{-\frac{\lambda}{d}}$.

Zu große Sonden verursachen geometrische Veränderungen der zu untersuchenden Entladung und bedingen auch eine unerwünscht hohe Stromentnahme durch den Sondenkreis im Verhältnis zum Entladungskreis. Eine Elektronenemission der Sonde kann bedeutende Verfälschungen hervorrufen. So kann die Aufnahme einer Sondencharakteristik bei großen Entladungsstromstärken eine starke Erwärmung der Sonde und somit eine thermische Elektronenemission zur Folge haben (und ebenfalls eine Verminderung der Konzentration an der Sonde). Die Emission von Elektronen aus der Sonde kann unter der Wirkung der metastabilen Atome von Edelgasen und ebenfalls unter der Wirkung der in der Entladung auftretenden kurzwelligen Strahlung vor sich gehen. Diese Erscheinungen führen zu Fehlern bei der Bestimmung eines der wesentlichsten Entladungsparameter mit Sonden — der Dichte des Ioneneinstromes auf die Wandungen der Entladungsröhre. Eine Verfälschung der Sondencharakteristik kann auch durch Reflexion von Elektronen und Ionen an der Sonde vorkommen [1021, 1022]. Beachtet man, daß der Reflexionskoeffizient für Elektronen eine Funktion der Elektronengeschwindigkeit ist und daß bei Gegenfeldern die Elektronengeschwindigkeit im Falle einer MAXWELLschen Verteilung unverändert bleibt, kommen wir zu der Schlußfolgerung, daß der Elektronenstrom sich infolge der Reflexion längs der gesamten Charakteristik gleichmäßig vermindern wird. Die halblogarithmische Charakteristik verschiebt sich parallel nach unten, und das aus dieser Charakteristik bestimmte Plasmapotential im gegebenen Punkt sowie die Elektronentemperatur T_e werden den richtigen Wert besitzen. Für die Fälle, in denen das Feld der Sonde diejenigen Teilchen beschleunigt, deren Strom zur Sonde gemessen wird, kommt KLARFELD durch Analysen der Forschungsergebnisse verschiedener Verfasser [1019—1033] zu der Schlußfolgerung ([1027,] S. 166—172), daß die Auswertung jener Teile der Charakteristik für die Elektronen, die beschleunigenden elektrischen Feldern und einer Strombegrenzung durch die Bahnbewegung der Elektronen entsprechen, nicht statthaft ist.

Die Anwendung der Methode der Sondencharakteristiken bei verschiedenen speziellen Fällen führte zu folgender Schlußfolgerung. In der positiven Säule einer Entladung besitzen die halblogarithmischen Charakteristiken des Elektronenstromes zur Sonde einen gut ausgeprägten linearen Teil. Das wird gewöhnlich folgendermaßen gedeutet: In diesem Entladungsteil existiert eine MAXWELLsche oder ihr sehr ähnliche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Dann gelingt es leicht, T_e, V und n_e zu bestimmen. Aus der Potentialverteilung kann man schließen, daß hier die Konzentration der positiven Ionen der Konzentration von Elektronen fast gleich ist. In den Kathodenteilen der Entladung, wo ein großer Potentialabfall auftritt und eine starke Ionisierung durch die beschleunigten Elektronen erfolgt, besitzt die halblogarithmische Charakteristik des Elektronenstromes einen komplizierten und bis auf den heutigen Tag noch nicht genau gedeuteten Verlauf [1028]. Deshalb ist die Methode der Sondencharakteristiken hier nicht anwendbar. Man kann auf eine Reihe von Einflüssen hinweisen, durch die die Abweichungen vom normalen Verlauf der Sondencharakteristik gedeutet werden, wie z. B. schnelle Elektronen im Plasma, die die MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung stören oder die Überlagerung einer beachtlichen Elektronendrift über diese Verteilung. Solche Fälle treten in der Nähe von Glühkathoden auf oder in den Gebieten der positiven Säule, bei denen Verengungen des Entladungsquerschnittes stattfinden, die einen Potentialsprung und eine große Beschleunigung der Elektronen hervorrufen [1028].

Während die Meßergebnisse für Elektronen im Falle einer MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung ein klares Bild ergeben, gibt es für positive Ionen sich widersprechende Daten. Die Formeln von LANGMUIR führen, wie bereits gezeigt, zu einer Temperatur der positiven Ionen T_p, die ungefähr die Hälfte der Elektronentemperatur T_e beträgt. Eine derart große mittlere Bewegungsenergie der positiven Ionen ist infolge des größeren Energieaustausches zwischen den positiven Ionen und den neutralen Gaspartikeln unmöglich. Wir ziehen den Schluß, daß die theoretische Voraussetzung einer vollkommen ungeordneten Bewegung der positiven Ionen im Gasentladungsplasma und ihre MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung falsch ist. Da diese Voraussetzung zu der Beziehung

$$j_p = \frac{1}{4} e n_p \bar{v}_p \tag{354}$$

führt, so kann man bei positiven Ionen diese Beziehung sowie sämtliche daraus resultierenden Ergebnisse nicht verwenden. LANGMUIR nimmt an, daß die positiven Ionen eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung haben, einer Temperatur entsprechend, die nur wenig größer als die Temperatur des neutralen Gases ist, und daß dieser Verteilung eine Ionenbewegung durch beschleunigende Felder sowie durch die Diffusion überlagert ist. Letzteres gilt insbesondere an den die Ionen „ansaugenden" Wandungen und Sonden.

Um eine genauere Vorstellung über den Bewegungscharakter der positiven Ionen und über die Besonderheit der Geschwindigkeitsverteilung unter ihnen zu gewinnen, wäre es notwendig, die Ionenströme bei Sondenpotentialen zu untersuchen, die sich nur wenig vom Plasmapotential unterscheiden. Diese Ströme werden allerdings von bedeutend größeren Elektronenströmen überdeckt. Ein Versuch, dieses Problem durch Ablenkung der Elektronenströme mit Hilfe eines Magnetfeldes zu lösen, gelang nicht, da das Magnetfeld die Entladung wesentlich stört. SPIWAK und REICHRUDEL zeigten [1034—1040], daß man eine exakte Sondentheorie für den Fall entwickeln kann, wenn die Elektronen und die Ionen in Sondennähe nicht nur einem elektrischen, sondern auch einem magnetischen Felde unterworfen sind.

Der Anfang zu einer neuen Richtung zur Klärung des Bewegungscharakters der positiven Ionen im Plasma wurde in den Arbeiten der Leningrader Physiker SENA [1675] sowie FRISCH und KAGAN [1676] gelegt. Von diesen Arbeiten wird im Kapitel XV dieses Buches die Rede sein.

Wenn die Sonden kein längeres Verbleiben in der Entladung vertragen, ohne wegen der hohen Gastemperatur zu schmelzen, bewegt man die Sonde rasch durch die Entladung und oszillographiert dabei den Strom zur Sonde und die Spannung an derselben [1031—1035]. Über die Methode der Sondencharakteristik siehe die Arbeiten [1036—1063, 1076, 1078] sowie die kritischen Bemerkungen über die falsche Benutzung dieser Methode in den Arbeiten [1041, 1042, 1045, 1055, 1059] und im Aufsatz [1074].

XI. Die Strahlung einer Gasentladung

§ 1. Die Strahlungsgesetze des schwarzen Körpers

Unter der Strahlung werden wir in diesem Kapitel einerseits die Emission elektromagnetischer Wellen durch verschiedene Körper, andererseits die Fortpflanzung dieser Wellen in einem Medium verstehen. Wir werden zugleich mit dem Wort *Strahlung* das Wort *Ausstrahlung* anwenden, besonders dann, wenn die Bezeichnung *Strahlung* für beide Prozesse die Darlegungsklarheit beeinträchtigen könnte. Der ganze Fragenkomplex, der die elektromagnetische Strahlung begleitet, erfordert, die gesamte Erscheinung einerseits als Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen und andererseits als Fortbewegung besonderer Teilchen — der *Lichtquanten* oder *Photonen* — zu betrachten. Bei diesen elementaren Teilchen ist die gesamte Strahlungsenergie in genau definierte Beträge, in *Quanten*, aufgeteilt. Jedes Photon trägt stets eine Energie $h\nu$ mit sich, wobei ν die Frequenz der elektromagnetischen Welle und h das PLANCKsche Wirkungsquantum ist, das ein Maß für die Wirkung (d. h. für das Produkt aus Energie und Zeit) darstellt und $(6{,}54 \pm 0{,}5\%) \cdot 10^{-27}$ erg s beträgt[1]). Bei Wechselwirkungen mit Atomen und Molekülen bzw. Elektronen werden die Photonen entweder vollständig absorbiert, wobei die Strahlungsenergie in andere Energieformen übergeht (Absorption des Lichtes durch feste Körper, Photoionisierung von Gasen, äußerer Photoeffekt usw.), oder sie geben einen Teil ihrer Energie ab, unter Beibehaltung der Lichtgeschwindigkeit (COMPTON-Effekt, Streustrahlung des Lichts). In diesem Falle ändert sich nur die Frequenz ν der entsprechenden elektromagnetischen Wellen. Der Impuls des Photons beträgt $\frac{h\nu}{c}$.

Die elektromagnetische Strahlung umfaßt die verschiedensten Wellenlängen, von den härtesten Strahlen in der kosmischen Strahlung bis zu den beliebig langsamen elektrischen Wellen. Wenn wir bei Gasentladungen von einer Strahlung sprechen, so werden wir es mit elektromagnetischen Wellen im Bereich infraroter Strahlung mit Wellenlängen von mehreren hundert Mikron, mit sichtbarem Licht und mit kurzwelliger ultravioletter Strahlung zu tun haben.

Da die Emission und die Absorption der Strahlung von einer Energieumwandlung, insbesondere in Wärmeenergie, begleitet sind, kann man die Strahlung mit den Methoden der Thermodynamik behandeln [1089]. Die Formeln der Thermodynamik gelten jedoch nur bei Systemen, die sich im thermischen Gleichgewicht befinden. Man kann also ein Strahlungsproblem nur dann mit Hilfe der Thermodynamik lösen, wenn die Temperatur aller bei der Emission und der Absorption beteiligten Körper gleich ist und unverändert bleibt. Ein solches Gleichgewicht herrscht im Inneren eines Hohlraumes, der von wärme- und strahlungsundurchlässigen Wänden umgeben ist. Sämtliche Elemente der Wandung besitzen durch gegenseitigen Austausch von Strahlungsenergie ein und dieselbe Temperatur. Jedes Element der Innenwandung absorbiert die gleiche Energie, die es ausstrahlt. Eine solche Strahlung im Innern eines Hohlraumes nennt man *Gleichgewichtsstrahlung*.

Nehmen wir an, ein Teil der Wandungen des betrachteten Hohlraumes wäre ein *absolut schwarzer Körper*. Unter der Bedingung der Temperaturgleichheit sämtlicher Elemente der Wandung des betrachteten geschlossenen Raumes können das

---

[1]) Siehe Kap. XXIV, § 20.

Gleichgewicht und die Eigenschaften der Gleichgewichtsstrahlung in keiner Weise gestört werden, wenn irgendein anderes Element derselben Wandung die einfallenden Strahlen völlig reflektiert. Hieraus schließen wir, daß eine von einem absolut schwarzen Körper bei thermischem Gleichgewicht ausgesandte Strahlung sich durch nichts von der durch ihn unter denselben Bedingungen absorbierten Strahlung unterscheidet. Im anderen Falle wäre bei einem absolut schwarzen Element der Wandung, das die einfallende Strahlung vollständig absorbiert, die gesamte Strahlung eine andere als bei einem vollkommen reflektierenden (ideal spiegelnden) Element. Die durch den schwarzen Körper ausgesandte Strahlung stellt folglich das dar, was wir oben als Gleichgewichtsstrahlung bezeichneten. Deshalb nennt man die Gleichgewichtsstrahlung auch die *schwarze Strahlung*. Versieht man den Hohlraum mit einer kleinen Öffnung, so werden alle von außen einfallenden Strahlen, indem sie innerhalb des Hohlraumes einer vielfachen Reflexion unterworfen werden und entsprechende Energieverluste erleiden, praktisch gänzlich innerhalb des Hohlraums absorbiert und können daher nicht mehr nach außen gelangen. Der Hohlraum absorbiert also sämtliche durch die Öffnung einfallenden Strahlen. Diese Behauptung ist um so zutreffender, je kleiner die Öffnung in der Wand des Hohlraumes ist. Gleichzeitig dringt durch die Öffnung des Hohlraumes die schwarze Strahlung nach außen. Eine solche Öffnung besitzt also die Eigenschaften eines schwarzen Körpers sowohl im Hinblick auf die Absorption der einfallenden wie auch der austretenden Strahlung. Da im Falle eines stabilen Strahlungsgleichgewichts die Abstrahlung von einem beliebigen nicht absolut schwarzen und nicht ideal spiegelnden Element der Wandung des geschlossenen Hohlraumes genauso sein muß wie von einem absolut schwarzen Element dieser Wandung, so ist nicht schwer zu folgern, daß das Verhältnis der Emission eines beliebigen Elements zu dessen Absorptionsvermögen der Emission des schwarzen Elements bei derselben Temperatur gleich und folglich für alle Körper einheitlich sein muß. Dieses sogenannte KIRCHHOFFsche Gesetz bezieht sich jeweils auf eine bestimmte Wellenlänge mit einer beliebigen Lage der Polarisationsebene.

Die Emission bestimmt man durch die ausgestrahlte Energie $\mathcal{E}_{\lambda\psi}(T)$ als Funktion der Temperatur T bei gegebener Wellenlänge λ und gegebener Lage der Polarisationsebene (Winkel ψ) pro Flächeneinheit des Körpers und pro Zeiteinheit. Indem wir durch $A_{\lambda\psi}(T)$ das Absorptionsvermögen irgendeines Körpers für die gleiche Strahlung und durch $\mathcal{E}^{S}_{\lambda\psi}(T)$ die Emission des schwarzen Körpers bezeichnen, schreiben wir das KIRCHHOFFsche Gesetz in der Form

$$\frac{\mathcal{E}'_{\lambda\psi}(T)}{A'_{\lambda\psi}(T)} = \frac{\mathcal{E}''_{\lambda\psi}(T)}{A''_{\lambda\psi}(T)} = \cdots = \mathcal{E}^{S}_{\lambda\psi}(T)\,. \tag{355}$$

Die Indizes $'$ und $''$ beziehen sich auf verschiedene Körper. Wir erinnern hier ohne nähere Ausführungen und unter Verzicht auf die aus der allgemeinen Physik bekannten Kommentare an die Gesetze der Gleichgewichtsstrahlung oder der schwarzen Strahlung:

1. STEFAN-BOLTZMANN-*Gesetz:* Die gesamte von einem schwarzen Körper in der Zeiteinheit pro Flächeneinheit ausgestrahlte Energie ist der 4. Potenz der Temperatur des strahlenden Körpers proportional, d. h.

$$\mathcal{E}_{\text{ges}} = \sigma T^4. \tag{356}$$

Die Konstante σ ist gleich $5{,}709 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2} \cdot \text{grad}^{-4}$.

2. Das WIENsche *Verschiebungsgesetz* stellt eine Beziehung zwischen der Temperatur des schwarzen Körpers und derjenigen Wellenlänge seines Spektrums dar, bei der die Strahlungsleistung ein Maximum wird. Für diese Wellenlänge λ_M ist das Produkt $\lambda_M \cdot T$ eine Konstante:

$$\lambda_M T = \text{const.} \tag{357}$$

Drückt man T in °K und λ in μ aus, so wird aus (357)

$$\lambda_M T = 2880. \tag{358}$$

3. Das PLANCK*sche Strahlungsgesetz*: Die in der Zeiteinheit von einer Flächeneinheit des schwarzen Körpers ausgestrahlte Energie bei der Temperatur T im Wellenlängenbereich ν bis $\nu + d\nu$ beträgt

$$\mathcal{E}_{\nu T} d\nu = \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \tag{359}$$

oder

$$\mathcal{E}_{\lambda T} d\lambda = \frac{c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda . \tag{360}$$

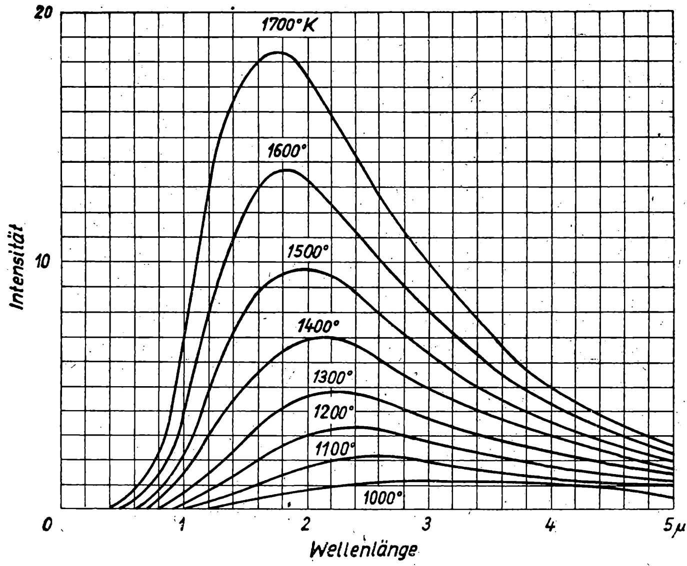


Abb. 138. Verlauf der Strahlungsintensität eines absolut schwarzen Körpers bei verschiedenen Temperaturen

Die ausgestrahlte Energie $\mathcal{E}$ pro 1 cm² in 1 s und die entsprechende Energiedichte Q sind im Gleichgewichtsfall durch die Beziehung

$$Q = \frac{8\pi\mathcal{E}}{c} \tag{361}$$

verbunden. Aus (359) und (361) folgt

$$Q_{\nu T} d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu , \tag{362}$$

wobei $Q_{\nu T}$ die auf das Frequenzintervall von ν bis $\nu + d\nu$ entfallende Dichte der Gleichgewichtsstrahlung ist.

In Abb. 138 sind Kurven der Energieverteilung im Spektrum der schwarzen Strahlung für verschiedene Temperaturen dargestellt.

4. *Das* LAMBERT*sche Cosinusgesetz*: Die von der Fläche $d\sigma$ in irgendeiner Richtung ausgestrahlte Energie ist dem Cosinus des Winkels zwischen der gegebenen Richtung und der Flächennormalen proportional.

§ 2. Die Strahlung fester Körper

In der Natur gibt es keinen absolut schwarzen Körper. Die Strahlung einiger fester Körper entspricht der Strahlung des schwarzen Körpers in einzelnen, manchmal recht umfangreichen Gebieten des Spektrums. So gleicht das Spektrum von Ruß weitgehend dem des absolut schwarzen Körpers im gesamten sichtbaren und infraroten Teil des Spektrums.

Als *graue Körper* bezeichnet man solche, deren Absorptionsvermögen A zwar nicht ganz 1 ist, wie beim schwarzen Körper, jedoch konstant bleibt. Die Strahlungsintensität des grauen Körpers ist also in allen Teilen des Spektrums der des schwarzen Körpers direkt proportional. Die Farbe des grauen Körpers ist dieselbe, wie die des schwarzen Körpers von gleicher Temperatur. Für die Temperaturabhängigkeit der vom grauen Körper ausgestrahlten gesamten Energie gilt das STEFAN-BOLTZMANNsche Gesetz mit einem Koeffizienten $\sigma_1 = A\sigma$. Das WIENsche Verschiebungsgesetz wird genau erfüllt. Eine ganze Reihe von Materialien besitzt die Eigenschaften des grauen Körpers in einem umfangreichen Gebiet des Spektrums. Als Beispiel sind in Abb. 139 die Strahlungskurven eines Kohleglühfadens und eines schwarzen Körpers dargestellt. Im Gebiet der Wellenlängen von 0,4 bis 1 μ fällt die Strahlung des Fadens fast mit der Strahlung des schwarzen Körpers zusammen. Im Gebiet über 1 μ ist der Kohlefaden in erster Näherung ein grauer Körper.

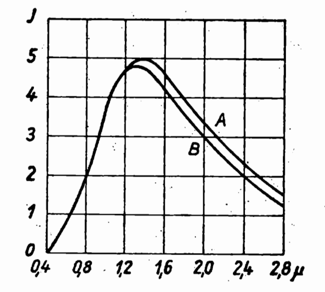


Abb. 139. Spektrale Verteilungskurve eines schwarzen Körpers (A) und eines Kohleglühfadens (B) bei 2200° K. Die Abszissenachse gibt die Wellenlänge in μ an, die Ordinatenachse die Strahlungsintensität in willkürlichen Einheiten

Selektive Strahler nennt man Körper, deren Absorptionsvermögen für verschiedene Wellenlängen verschieden ist. Nach dem KIRCHHOFFschen Gesetz ist die selektive Absorption auch von einer selektiven Emission begleitet. Wegen der Nichtlinearität zwischen der Strahlungsintensität eines selektiven Strahlers in bestimmten Gebieten des Spektrums und der Strahlungsintensität des schwarzen Körpers entspricht die Farbe des selektiven Strahlers nicht nur in denselben Ge-

bieten nicht der Farbe eines schwarzen Körpers der gleichen Temperatur, sondern sie kann nirgends der Farbe des schwarzen Körpers entsprechen, wie die Temperatur desselben auch sein möge.

Wenn die Farbe des selektiven Strahlers derjenigen des schwarzen Körpers bei einer bestimmten Temperatur T_f gleich ist (sie braucht nicht mit der Temperatur T_1, die der selektive Strahler im gegebenen Fall besitzt, identisch zu sein), sagt man, der Körper besitzt die *Farbtemperatur* T_f. Bei der Bestimmung der Temperatur eines glühenden Körpers mit Hilfe der dem Intensitätsmaximum der Strahlung entsprechenden Wellenlänge muß wegen der Differenz zwischen der Farbtemperatur und der „wahren Temperatur" des Körpers eine Korrektur vorgenommen werden.

Das STEFAN-BOLTZMANNsche Gesetz benutzt man für selektive Strahler in einer halbempirischen Form

$$\mathscr{E}_{\text{ges}} = \sigma' T^{n'}, \tag{363}$$

indem man T mit einem Exponenten n' versieht und statt σ eine andere Konstante σ' einführt.

Neben dem Ausdruck „Farbtemperatur" gebraucht man bei der Gesamtstrahlung fester Körper den Begriff der *schwarzen Temperatur*, wenn eine monochromatische Strahlung vorliegt. Als schwarze Temperatur einer monochromatischen Strahlung bezeichnet man die mit derjenigen Temperatur des schwarzen Körpers identische,

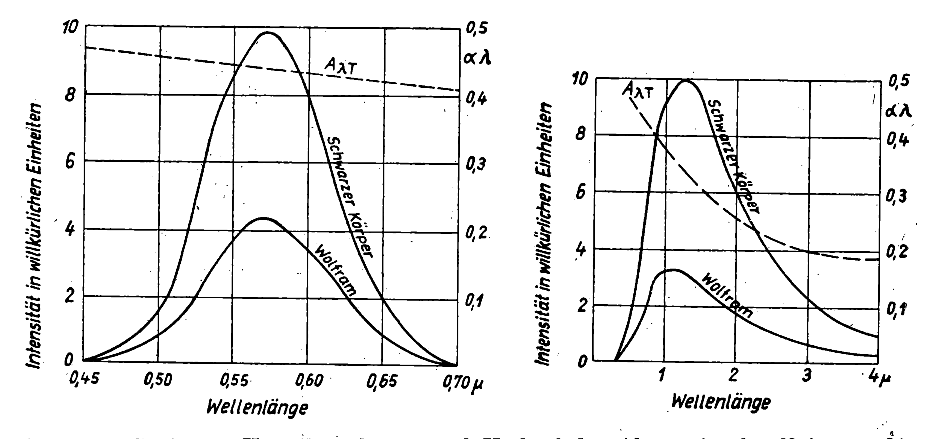


Abb. 140. Spektrale Verteilungskurve und Verlauf des Absorptionskoeffizienten für Wolfram.

bei welcher auf die von ihm ausgesandte Strahlung pro gegebene Wellenlänge dieselbe Intensität entfällt, wie sie die betrachtete monochromatische Strahlung besitzt. Die schwarze Temperatur ist nur im Falle der Gleichgewichtsstrahlung in den verschiedenen Gebieten des Spektrums einheitlich. In Abb. 140 sind die Spektralkurven der Strahlungsintensität $E_{\lambda T}$ und des Absorptionsvermögens $A_{\lambda T}$ für Wolfram bei zwei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Die Selektivität der Strahlung des Wolframs äußert sich in der Nichtlinearität von $A_{\lambda T}$.

§ 3. Verschiedene Arten der Strahlung fester Körper

Im ungestörten Zustand besitzt ein Atom irgendeines Stoffes nur bestimmte diskrete Energieniveaus, die sehr schmal sind. Befindet sich ein Atom in einem mehr oder weniger starken elektrischen Felde, so werden seine Energieniveaus aufgespalten und verschoben. In einem festen Körper befinden sich die Atome und Ionen in einem von den benachbarten Atomen erzeugten elektrischen Feld. Bei einer ungeordneten thermischen Bewegung sind die Entfernungen der Atome von ihren Nachbaratomen und damit die die Aufspaltung der Energieniveaus hervorrufenden Felder und auch die Lage der Niveaus selbst sehr verschieden. Bei der Strahlung eines glühenden festen Körpers strahlen seine in den Grundzustand zurückkehrenden Atome Quanten verschiedener Größe aus, die verschiedenen Werten von ν oder λ entsprechen. Die Temperaturstrahlung des festen Körpers besteht nicht aus einzelnen monochromatischen Strahlen wie es bei Gasen der Fall ist, bei denen der Abstand zwischen den Atomen groß ist, sondern sie stellt ein kontinuierliches Spektrum mit allen möglichen Wellenlängen dar. Da dies eine Folge der ungeordneten Teilchenbewegung im festen Körper und der ungleichmäßigen Kopplung ihrer elektrischen, atomaren und molekularen Felder ist, muß das Spektrum dem einer ungeordneten Strahlung und bei einer Temperaturgleichheit in allen Teilen des Systems der schwarzen Gleichgewichtsstrahlung entsprechen. Die spezifischen Eigenschaften der Atome und Moleküle und die ursprüngliche (nicht von den Feldern der benachbarten Atome und Moleküle bedingte) Verteilung ihrer Energieniveaus drückt sich in einer Selektivität der Strahlung aus, d. h. in einer Abweichung der tatsächlichen Strahlung des festen Körpers von der Strahlung des absolut schwarzen Körpers. Verfolgt man die Strahlungsintensität aller möglichen Wellenlängen auch im unsichtbaren Teil des Spektrums, so erweist sich die Strahlung „grauer" Körper ebenfalls als selektiv.

Den allmählichen Übergang von einem Linienspektrum, das durch die Strahlungsselektivität und die diskreten Energieniveaus des freien Atoms charakterisiert wird, zum kontinuierlichen Spektrum, das sich mehr und mehr dem Spektrum der schwarzen Strahlung nähert, läßt sich recht anschaulich an Spektren von Quecksilberdampf mit ständig zunehmender Dichte verfolgen. Die entsprechenden Spektralaufnahmen sind in den Abb. 141 und 142 angeführt. Zu jedem Spektrum ist der Druck des Quecksilberdampfes bei der Aufnahme angegeben.

Andererseits kann man feste und flüssige Körper zu einem Leuchten anregen, das in seiner Selektivität dem Leuchten von Gasen ähnelt. Ein solches Leuchten tritt bei der Fluoreszenz und der Phosphoreszenz auf. Die dichte Packung der Teilchen im festen Körper drückt sich darin aus, daß wir an Stelle der diskreten Linien in den Spektren der Fluoreszenz und der Phosphoreszenz mehr oder weniger breite Bänder mit verwaschenen Rändern haben.

Das Leuchten, das bei Anregung höherer Energieniveaus durch Absorption von Lichtquanten im Körper auftritt, wie bei der Fluoreszenz und der Phosphoreszenz, heißt *Photolumineszenz*. In den Fällen, in denen eine Anregung durch Elementarprozesse hervorgerufen wird, die in der Gasentladung stattfinden, bezeichnet man das Leuchten als *Elektrolumineszenz*.

Eine Anregung der Atome und Moleküle tritt außerdem bei einer Reihe von chemischen Reaktionen auf und in gewissen Fällen bei der gegenseitigen Reibung von Körpern. Ein derartiges Leuchten heißt *Chemolumineszenz* und *Tribolumi-*

neszenz. Bei Gasentladungen haben wir es in den meisten Fällen mit Elektrolumineszenz zu tun; in der Bogenentladung bei hohem Druck, in der sogenannten eingeschnürten positiven Säule, erfolgt eine thermische Strahlung.

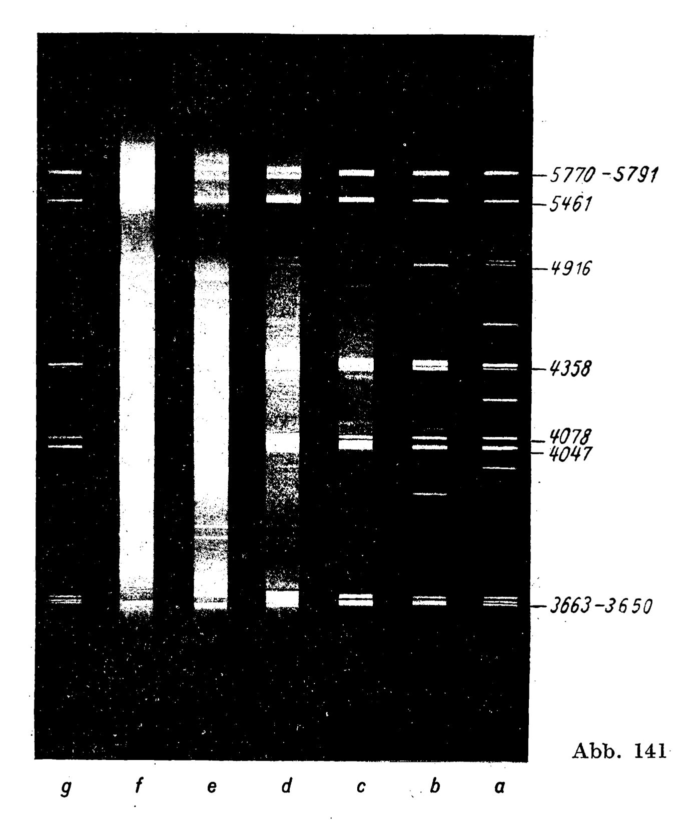
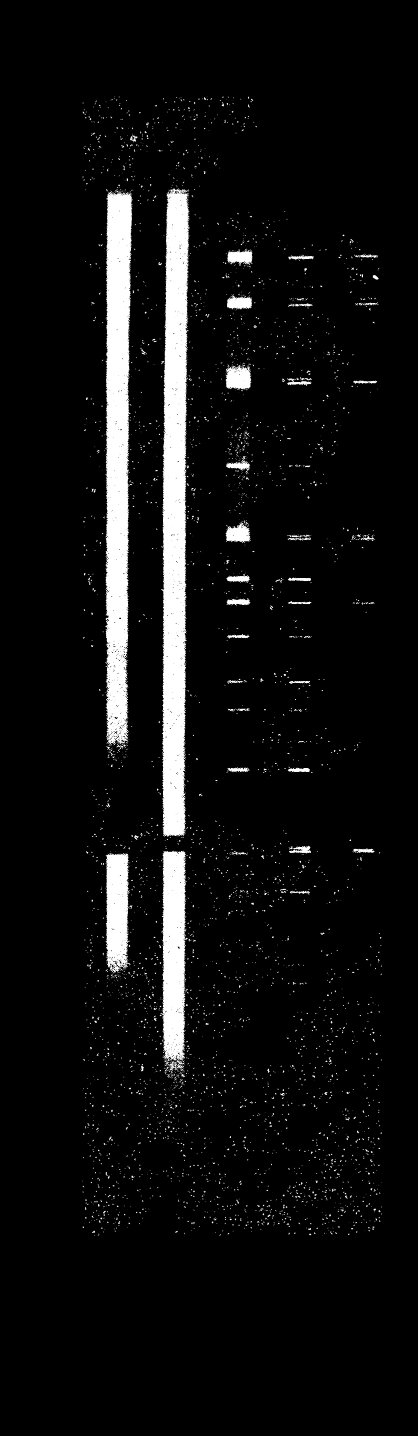


Abb. 141

Abb. 141 und 142. Spektrum von Quecksilberdampfentladungen bei verschiedenem Druck. Die Spektren der Abb. 141 wurden mit einem Glasprisma, die von Abb. 142 mit einem Quarzprisma aufgenommen. Die einzelnen Aufnahmen entsprechen:

	Druck	Durchmesser der Entladungsröhre [mm]	Feldstärke [V/cm]	Entladungsstromstärke [A]
a u. *g*	0,01 Torr	22	—	7,5
b	1 Atm	22	—	5
c	20 ,,	4,25	120	0,5
d	20 ,,	4,5	135	5,6
e	125 ,,	2	500	1,2
f	175 ,,	1	800	1,1



Serienlinie, die gewöhnlich am intensivsten ist, und der sogenannten Seriengrenze an der kurzwelligen Seite (Abb. 143). Die Abstände zwischen den Linien einer Serie werden gesetzmäßig bei der Annäherung an die Seriengrenze kleiner. In der Seriengrenze selbst laufen die einzelnen Linien ineinander. Die Intensität der Linien nimmt mit zunehmender Entfernung von der ersten Linie an ab. Im allgemeinen sind nur die ersten Linien der Serie zu beobachten.

In den Formeln, die die Anordnung der Linien in der Serie beschreiben, ist es zweckmäßig, an Stelle der Wellenlänge λ die Frequenz ν einzuführen. ν und λ sind durch die Beziehung

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \tag{364}$$

verbunden.

In der Spektroskopie ist es zweckmäßig, die Frequenz des Lichtes nicht durch die Anzahl der Schwingungen pro s, sondern durch die Zahl der Wellen pro cm, d. h. durch die Wellenzahl ν (cm^{-1})[1], auszudrücken. Man benutzt für die Bezeichnung dieser Größe ebenfalls den Ausdruck ν und für die Energie eines Lichtquants das Produkt $h\nu$, wobei man unter ν (s^{-1}) versteht. Wir werden diesem eingebürgerten Brauch folgen und den Zusatz (s^{-1}) bzw. (cm^{-1}) nur dort hinzufügen, wo es zur Vermeidung von Mißverständnissen notwendig ist.

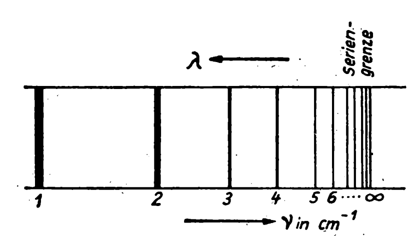


Abb. 143. Serie eines Linienspektrums

Es hat sich gezeigt, daß man die *Wellenzahl* ν einer beliebigen Spektrallinie und folglich die ihr entsprechende *Frequenz* ν (s^{-1}) durch die Differenz zweier Spektralterme darstellen kann:

$$\nu = T_n - T_m\,. \tag{365}$$

In jeder Spektralserie bleibt der erste Term T_n konstant, während der zweite eine Reihe diskreter Werte annimmt. Bei Einhaltung bestimmter einschränkender Regeln führt die Kombination zweier beliebiger Terme, auch wenn sie zu verschiedenen Serien gehören, zu einer neuen Spektrallinie, die man experimentell durch passende Wahl der Versuchsbedingungen beobachten kann. Dieser Satz ist als RITZ*sches Kombinationsprinzip* bekannt.

BALMER zeigte, daß die vier Linien des sichtbaren Wasserstoffspektrums und die Linien dieser Serie im ultravioletten Teil des Spektrums der Formel

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right) \tag{366}$$

genügen, wobei m eine beliebige ganze Zahl größer als 2 und R die RYDBERG-*Zahl* ist. Für Wasserstoff beträgt $R = 109\,677{,}69 \pm 0{,}06\ \mathrm{cm}^{-1}$. PASCHEN entdeckte eine andere Serie der Wasserstofflinien im infraroten Teil des Spektrums, die der Formel

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right) \tag{367}$$

für ganzzahlige $m > 3$ genügt. Endlich entdeckte LYMAN im äußersten Ultraviolett

[1]) Im deutschen Schrifttum oft als ν^* geschrieben. (Die Red.).

eine Serie von Wasserstofflinien:

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2}\right) \tag{368}$$

für ganzzahlige $m > 1$.

Vereinigt man die BALMER-Formel mit den Formeln (367) und (368) mit Hilfe des RITZschen Kombinationsprinzips, so kann man eine allgemeine Formel für die Spektrallinien des Wasserstoffs angeben:

$$\nu = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right), \tag{369}$$

wobei m und n beliebige ganze Zahlen sind, mit der Bedingung $m > n$. Die Serien mit $n = 4$ und $n = 5$ wurden experimentell gefunden und erhielten die Bezeichnungen BRACKETT-Serie und PFUND-Serie. In Tabelle 19 sind die Wellenlängen für die ersten Linien der Spektralserien des Wasserstoffatoms angeführt.

Wie RYDBERG zeigte, wird diese Formel für die Alkalimetalle etwas komplizierter, und zwar können in diesem Fall die Spektralterme mit großer Genauigkeit folgendermaßen angegeben werden:

$$T = \frac{R}{(n+a)^2}, \tag{370}$$

wobei a die RYDBERG-*Korrektion* ist, die für verschiedene Serien verschieden ist.

PASCHEN führte vereinfachte Bezeichnungen für die Terme ein, indem er $\frac{R}{(n+a)^2}$ durch das Symbol nA ersetzte. Benutzt man diese Bezeichnungen, so unterscheiden sich folgende *Serien* nicht nur bei den Alkalimetallen, sondern auch bei einer Reihe anderer Elemente:

Hauptserie, H. S. (principal)	$\nu = 1S - mP,\ m = 2, 3, 4, \ldots$	(371)
II. Nebenserie, II. N. S. (sharp)	$\nu = 2P - mS,\ m = 2, 3, 4, \ldots$	
I. Nebenserie, I. N. S. (diffus)	$\nu = 2P - mD,\ m = 3, 4, 5, \ldots$	
BERGMANN-Serie, B. S. (fundamental)	$\nu = 3D - mF,\ m = 4, 5, 6, \ldots$	

Diese Serien erschöpfen jedoch nicht den ganzen Bereich der Spektrallinien. So sind beispielsweise bei einer ganzen Reihe von Elementen Linien bekannt, die zu den Serien

$$\left.\begin{aligned} \nu &= 2S - mP,\ m = 3, 4, 5, \ldots \\ \nu &= 3P - mS,\ m = 3, 4, 5, \ldots \end{aligned}\right\} \tag{372}$$

gehören. Ebenso wie die Formel der Wasserstoffserien (369) umfassen auch die Formeln (371) und (372) nicht die sogenannte Feinstruktur der Spektrallinien. Das entspricht der Tatsache, daß jede Spektrallinie, mit wenigen Ausnahmen (Singuletts) aus zwei, drei oder mehr nebeneinanderliegenden Linien besteht (Dubletts, Tripletts usw.).

Die Vorstellung von den Strahlungsquanten $h\nu$, die BOHRsche Atomtheorie und auch die Versuche von FRANCK und HERTZ gaben den obenangeführten empirischen Gesetzmäßigkeiten eine solide theoretische Grundlage. Ein Vergleich des Postulats

von BOHR

$$h\nu = \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n \tag{373}$$

mit dem Ausdruck (365) erklärt sofort den physikalischen Sinn der Spektralterme: Ein beliebiger Spektralterm T stellt eine Größe dar, die der Energie des Atoms in irgendeinem möglichen Zustand des Atoms entspricht.

Die Theorie der BOHRschen Elektronenbahnen löste die Frage der Spektralterme und Serien für Wasserstoff und wasserstoffähnliche Ionen, wie He^+, Li^{++}, Be^{+++} usw. (die nur ein Elektron besitzen), sehr gut und gestattete theoretisch die RYDBERG-Zahl mit einer Genauigkeit bis zur siebenten Dezimalen nach der Formel

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \frac{M}{m + M} \tag{374}$$

zu berechnen, wobei M die Masse des Atomkerns und m die Masse eines Elektrons ist. Jedoch paßt die Aufspaltung der Linien der Alkalimetalle in Dubletts nicht in den Rahmen der BOHRschen Theorie hinein, und die Ausdehnung dieser Theorie auf die Linienaufspaltung im Magnetfeld führt bei Alkalimetallen zu falschen Ergebnissen.

Ein weiterer Schritt auf dem Wege zur Deutung von Spektren, die komplizierter als das Wasserstoffspektrum sind, war die Einführung des Drehimpulses des Elektrons, unabhängig von der Bahnbewegung des Elektrons — des sogenannten *Spin*. Das Wort „Spin" wird in der theoretischen Physik an Stelle des Wortes „Drehung" angewandt, um die inneren Schwierigkeiten und Widersprüche zu umgehen, die sich bei einer anschaulichen Vorstellung der Rotation des Elektrons ergeben. Wenn man zu den Methoden der Wellenmechanik übergeht, ergeben sich bei der Berechnung der Spektralterme Resultate, die quantitativ den Tatsachen besser entsprechen. Dabei ist allerdings der Gewinn an Genauigkeit für die Werte der Energieniveaus mit einem Verlust an Anschaulichkeit in der Vorstellung über den Drehimpuls der Elektronen und Atome sowie anderer mechanischer Größen verbunden. Insbesondere muß bei der Behandlung dieses Problems mit den Methoden der Wellenmechanik die Vorstellung von den Elektronenbahnen aufgegeben werden.

Ein qualitativ richtiges Bild der Spektralterme gibt das sogenannte *Vektorgerüst des Atoms*. Dieses Modell berücksichtigt den Spin des Elektrons und benutzt ein System von *Quantenzahlen*, wie sie bei der Lösung von Gleichungen der Wellenmechanik auftreten, wendet jedoch die Beziehungen zwischen den Werten dieser Quantenzahlen und den Vektorgrößen des Bahndrehimpulses sowie dem magnetischen Moment des Atoms an, die im Vergleich mit den Ausdrücken der Wellenmechanik sehr einfach sind. Im Vektorgerüst des Atoms *gelten diese Momente als proportional zur Größe* der entsprechenden Quantenzahl. Das Vektorgerüst des Atoms gestattet die Frage nach der Aufspaltung der Energieterme zu lösen, die ein und derselben Hauptquantenzahl in den einzelnen Energieniveaus entsprechen. Auf diesem Modell beruht die moderne Klassifikation der energetischen Niveaus eines Atoms. Die einzelnen aufgespaltenen Terme unterscheiden sich voneinander durch die verschiedenen Drehimpulswerte des Valenzelektrons. Den verschiedenen Werten des Drehimpulses entsprechen die verschiedenen magnetischen Momente und folglich die verschiedenen magnetischen Wechselwirkungen der Valenzelektronen mit dem übrigen Teil des Atoms — dem sogenannten *Atomrumpf*, der aus dem Kern und den verbliebenen Elektronen besteht. Verschiedene Wechselwirkung führt ihrerseits zu verschiedenen Energiewerten.

Tabelle 19

Lyman-Serie $n = 1$

m	λ Å
2	1215,68
3	1025,83
4	972,54

Paschen-Serie $n = 3$

m	λ Å
4	18751,1
5	12818,1
6	10938

Brackett-Serie $n = 4$

m	λ μ
5	2,63
6	4,05

Balmer-Serie $n = 2$

Linienbezeichnung	m	λ Å
H_α	3	6562,80
H_β	4	4861,33
H_γ	5	4340,47
H_δ	6	4101,14
H_ε	7	3970,07
H_ξ	8	3889,05
H_η	9	3835,39
H_ϑ	10	3797,90
H_ι	11	3770,63

Pfund-Serie $n = 5$

m	λ μ
6	7,40

Die Wellenmechanik und das Vektormodell des Atoms benutzen folgende Quantenzahlen:

1. Die *Hauptquantenzahl* n entspricht derjenigen „Elektronenschale", in der sich das Elektron befindet. Sie kann einen beliebigen positiven ganzzahligen Wert, von 1 beginnend, besitzen.

2. Die *Nebenquantenzahl* l kann beliebige ganzzahlige Werte von Null bis $(n - 1)$ besitzen und gibt den Bahndrehimpuls p des Elektrons in Einheiten $\frac{h}{2\pi}$ an. Zwischen dem mechanischen Moment p und dem magnetischen Moment μ besteht die Beziehung

$$\frac{\mu}{p} = \frac{1}{2} \frac{e}{m_e} . \tag{375}$$

Für $l = 0$ ist $p = 0$ und $\mu = 0$.

3. Die *Spin-Quantenzahl* s entspricht dem mechanischen Spinmoment[1]) des Elektrons und hat den Wert $\frac{1}{2}$. Nach der Wellenmechanik ist die absolute Größe des mechanischen Spinmomentes immer gleich $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Das magnetische Moment des Elektronenspins ist

$$\mu_e = \frac{e}{m_e} \frac{h}{4\pi} = \mu_b , \tag{376}$$

d. h., es ist gleich dem BOHRschen Magneton.

[1]) Spinmoment = Drehimpuls eines Teilchens, den dieses an sich (ohne jede Bahnbewegung) besitzt. (Die Red.)

Aus (375) und (376) folgt

$$\frac{\mu_e}{p} = \frac{e}{m_e}. \tag{377}$$

Somit ist das Verhältnis zwischen dem mechanischen und dem magnetischen Moment für den Elektronenspin ein anderes als für die Bahnbewegung.

4. Die *magnetische* Quantenzahl m kennzeichnet die Projektion des Bahndrehimpulses des Elektrons in Richtung eines äußeren elektrischen oder magnetischen Feldes.

Neben den vier Quantenzahlen n, l, s und m wird in der Quantenmechanik und beim Vektorgerüst des Atoms noch die *innere* Quantenzahl j benutzt, die den Gesamtdrehimpuls des Elektrons kennzeichnet.

Bei der Addition des Bahndrehimpulses und des Spindrehimpulses und allgemein bei der Addition solcher Größen im Vektorgerüst des Atoms ergibt sich eine *räumliche Quantelung* (Richtungsquantelung). Es wird vorausgesetzt, daß die Vektoren bei der betrachteten Wechselwirkung sich so einstellen, daß ihre einzelnen Beträge, die eine Summe zweier Momente darstellen, sich voneinander lediglich um einen ganzzahligen Elementarimpuls $\frac{h}{2\pi}$ unterscheiden. Beispielsweise kommt bei der Addition der Spinmomente zweier Elektronen als Gesamtmoment entweder 1 oder 0 heraus. Im ersten Fall liegen die Spinvektoren beider Elektronen parallel zueinander, im zweiten antiparallel. Nach Abb. 144 ergibt sich bei Addition zweier Momente vom Betrage 1 als resultierender Vektor im Fall a) 2, im Fall b) 1 und im Fall c) 0. Nach den Regeln der räumlichen Quantelung sind keine anderen Anordnungen und keine anderen Werte möglich. In derselben Abbildung sind alle möglichen Fälle der Addition zweier Vektoren vom Betrage 2 und 1 dargestellt (d, e, f).

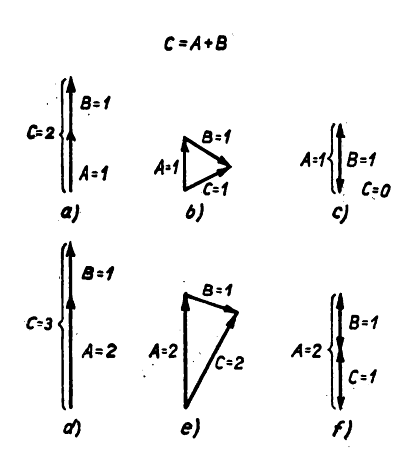


Abb. 144. Vektoraddition bei der räumlichen Quantelung

Bei der Anwendung des Vektorgerüstes auf Atome, die zwei und mehr Valenzelektronen besitzen, entsteht die Frage, bei welchen Vektoren man die Addition beginnen soll. Soll man zuerst die Bahndrehimpulse aller Elektronen und ihre Spins gesondert und dann den resultierenden Vektor des Bahndrehimpulses mit dem resultierenden Spinvektor addieren, oder soll man zuerst den Bahndrehimpuls und den Spin eines jeden Elektrons einzeln addieren? Für das Vektorgerüst des Atoms nimmt diese Frage folgende Form an: Welche Wechselwirkung ist stärker, die zwischen den Elektronen durch ihre magnetischen Momente hervorgerufene oder die im gleichen Sinn aufzufassende Wechselwirkung zwischen dem Spin eines jeden einzelnen Elektrons und seiner Bahnbewegung? Der erste Fall wird als *Normalfall* bezeichnet. Das Experiment zeigt, daß in der Mehrzahl aller Fälle das Vektorgerüst des Atoms zu einer richtigen Lösung der Probleme bei Spektral-

termen führt, wenn man im Atom eine normale Kopplung (RUSSEL-SAUNDERS-Kopplung) voraussetzt und zuerst den Gesamtspin

$$\mathfrak{S} = \sum_i \mathfrak{s}_i$$

bestimmt, wobei $\mathfrak{s}_i$ der Spinvektor eines jeden Elektrons ist, dann den Bahndrehimpuls

$$\mathfrak{L} = \sum_i \mathfrak{l}_i,$$

und hieraus den Gesamtdrehimpuls des Atoms, d. h. die entsprechende innere Quantenzahl nach der Regel

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{L} + \mathfrak{S}. \tag{378}$$

In gewissen Fällen treten jedoch Terme auf, die auf eine *anomale Kopplung* zwischen den einzelnen Drehimpulsen im Atom hinweisen. Sie finden ihre Erklärung in der schwachen Wechselwirkung der Valenzelektronen. Die Vektoren $\mathfrak{L}$ und $\mathfrak{S}$ verlieren ihren Sinn, und

$$\mathfrak{J} = \sum_i \mathfrak{j}_i,$$

wobei $\mathfrak{j}_i$ der Gesamtdrehimpuls des einzelnen Elektrons ist. Im weiteren werden wir von der normalen Kopplung der einzelnen Drehimpulse im Atom ausgehen.

Bei der Anwendung des Vektorgerüstes werden lediglich die Drehimpulse der Valenzelektronen erfaßt, die die äußere nicht vollkommen abgeschlossene Elektronenschale des Atoms bilden, da in jeder inneren abgeschlossenen Schale im normalen Zustand des Atoms

$$\sum_i \mathfrak{s}_i = 0 \text{ und } \sum_i \mathfrak{l}_i = 0$$

ist, oder mit anderen Worten, weil sowohl der Gesamtspin der Elektronen in der abgeschlossenen Schale wie auch der Gesamtbahndrehimpuls einer solchen Schale Null ist.

Zu den Grundlagen der modernen Spektroskopie gehört auch das von BOHR aufgestellte *Korrespondenzprinzip*. Nach diesem Theorem besteht zwischen den Ergebnissen, die aus den klassischen Vorstellungen über die Strahlung des sich beschleunigt bewegenden Elektrons und der Strahlung des Atoms folgen, wie z. B. zwischen der Dipolstrahlung des Oszillators, und den tatsächlichen Vorgängen eine bestimmte Korrespondenz. So entspricht beispielsweise die Frequenz der Strahlung, die beim Übergang von einer BOHRschen Bahn auf die nächste entsteht, um so besser der Umlauffrequenz des Elektrons auf der Bahn, je größer die Hauptquantenzahl n ist. Die auf Grund der klassischen Vorstellungen gezogenen Schlüsse über die Strahlungsintensität ergeben qualitativ ebenfalls richtige Schlüsse. Die Änderung der Strahlungsintensität bei einem solchen Übergang, wie er in Wirklichkeit stattfindet, stimmt mit den Ergebnissen dieser Schlüsse überein. Zu den besten Ergebnissen führt das Korrespondenzprinzip dann, wenn nach der klassischen Elektrodynamik überhaupt keine Strahlung erfolgen kann; die Übereinstimmung wird vollkommen, die Strahlung fehlt tatsächlich.

Bei der Strahlung von Atomen und Molekülen wird die Grundregel nie verletzt: Eine Strahlung kann nicht vorkommen, wenn nicht beim gegebenen Übergang aus einem energetischen Zustand in einen anderen das elektrische Moment des Teilchens verändert wird. Allerdings ist es hierbei notwendig, nicht nur die Dipolmomente, sondern auch die Momente höherer Ordnung zu erfassen. Mit dieser Regel kann

man durch das Fehlen einer Veränderung des Dipolmomentes nicht nur die sogenannten Übergangsregeln (Quantenverbote) begründen, sondern auch alle Verletzungen dieser Verbote erklären, insbesondere die wenn auch sehr geringe Wahrscheinlichkeit spontaner Übergänge aus den metastabilen Zuständen, das sind Übergänge, die einer Veränderung des elektrischen Quadrupolmomentes entsprechen.

Die Erfahrung hat gezeigt, daß die Spektrallinien nicht unendlich schmal sind. Die Breite der verschiedenen Linien ist nicht gleich. Sie hängt von den Versuchsbedingungen ab. Die an Spektralapparaten mit großem Auflösungsvermögen durchgeführten Messungen zeigen, daß im Bereich aller Linien eine Verteilung der Strahlungsenergie existiert, die ebenfalls von den Versuchsbedingungen abhängt. Bleibt eine verstärkte Absorption der Strahlung in der Entladungsröhre aus, wenn kompliziertere Erscheinungen beobachtet werden (Selbstumkehr von Linien), so fällt die Strahlungsintensität im Bereich irgendeiner Spektrallinie monoton nach beiden Seiten vom Maximum ab, wie das schematisch in Abb. 145 dargestellt ist. Der Abstand auf der Abszissenachse zwischen den Punkten a und b, bei denen die Strahlungsintensität auf die Hälfte des maximalen Wertes abgefallen ist, wird als quantitatives Maß der Spektrallinienbreite benutzt und in Å oder Wellenzahlen ausgedrückt.

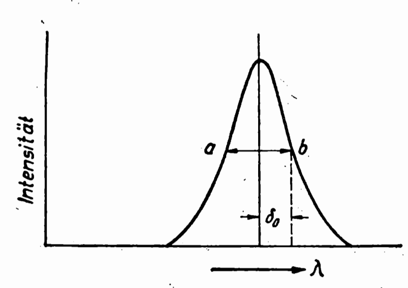


Abb. 145. Intensitätsverteilung in einer Spektrallinie; a b ist die Halbwertsbreite, δ_0 die Dämpfungszahl

Die Wärmebewegung der strahlenden Atome, die sich dem Spalt des Spektralapparates nähern bzw. sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten entfernen, führt zu einer Verbreiterung der Spektrallinien durch den Doppler-Effekt — *Doppler-Verbreiterung*. Eine weitere Ursache der Linienverbreiterung ist die Störung der Strahlungsprozesse durch Stöße der Gaspartikel untereinander, die Lorentzsche *Stoßverbreiterung* [1095]. Diese Verbreiterung ist durch den Einfluß der elektrischen Felder der Stoßpartner auf die Energieniveaus der Elektronen bedingt. Die Wirkung äußerer inhomogener elektrischer oder magnetischer Felder führt ebenfalls zur Linienverbreiterung (im Falle gleichmäßiger Felder zur Linienaufspaltung — zum Stark-Effekt und zum Zeemann-Effekt). Schränkt man mit den üblichen Mitteln die Verbreiterungsmöglichkeiten weitgehendst ein (niedrige Temperatur und geringe Gasdichte, Schutz gegen äußere Felder), so strebt die Breite der Spektrallinien nicht gegen Null, sondern zur *natürlichen Breite* der Spektrallinien. Vom Standpunkt der klassischen Elektrodynamik ist die natürliche Linienbreite mit der Schwingungsdämpfung des atomaren Oszillators verbunden; die Zerlegung der Kurve gedämpfter Schwingungen mit Hilfe des Fourier-Integrals gibt der Abhängigkeit der Strahlungsintensität von der Schwingungsfrequenz einen bestimmten Verlauf. Je größer die Dämpfung (d. h., je geringer der Anteil der monochromatischen Strahlung) ist, desto größer ist die natürliche Linienbreite. Vom Standpunkt der Wellenmechanik aus ist die natürliche Linienbreite bei der Strahlung vieler Atome mit einer Unbestimmtheit der Energieniveaus der Elektronen verbunden, die sich in einer gewissen Breite dieser Niveaus ausdrückt. Das Korrespondenzprinzip gebietet also in diesem Falle: Je breiter das energetische Niveau ist, desto größer ist die

Wahrscheinlichkeit des Elektronenübergangs von diesem Niveau, und folglich ist die mittlere Verweilzeit τ eines Elektrons auf diesem Niveau um so geringer und das Dekrement der Strahlungsdämpfung des einzelnen Atoms nach der klassischen Theorie um so größer[1]).

Sowohl die klassische Theorie als auch die Quantentheorie der Strahlung führen für die Intensitätsverteilung im Bereich der natürlichen Breite der Spektrallinien ([1088], S. 49 und 129) zum Ausdruck

$$I(\nu)\,d\nu = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{d\nu}{(\nu_0 - \nu)^2 + \frac{\gamma^2}{4}}. \tag{379}$$

Hier ist I_0 die Gesamtintensität der Linie ($I_0 = \int\limits_0^\infty I(\nu)\,d\nu$), ν_0 entspricht dem Intensitätsmaximum und γ der Breite der entsprechenden Spektrallinie. Der Unterschied beider Theorien liegt im Wert von γ.

Die durch den DOPPLER-Effekt hervorgerufene Intensitätsverteilung wird durch ein Exponentialgesetz ausgedrückt:

$$I(\nu)\,d\nu = \text{const} \cdot e^{-\frac{M c^2 (\nu - \nu_0)^2}{2 \nu_0 k T}}, \tag{380}$$

wobei M die Masse der strahlenden Atome und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Die DOPPLER-Verbreiterung ist unter gewöhnlichen Versuchsbedingungen größer als die natürliche Linienbreite. Nach (380) fällt jedoch I bei der DOPPLER-Verbreiterung in einem gewissen Abstand vom Maximum bei zunehmendem $(\nu - \nu_0)$ viel schneller ab als der Kurvenverlauf, der durch Formel (379) ausgedrückt wird, die sich auf die natürliche Breite der Spektrallinien bezieht, wie es in Abb. 146 gezeigt ist. Deshalb stört die DOPPLER-Verbreiterung bei großen Werten von $(\nu - \nu_0)$ den Verlauf dieser Kurve fast gar nicht, und die natürliche Linienbreite kann aus einer Reihe experimenteller Werte für die Intensität I bei großen Werten von $(\nu - \nu_0)$ bestimmt werden.

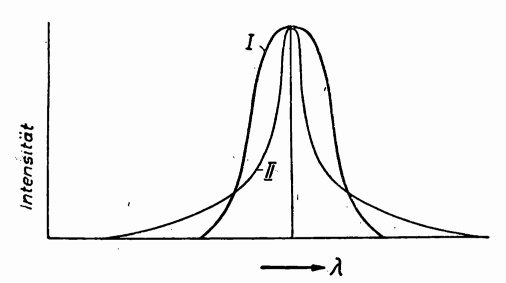


Abb. 146. Intensitätsverteilung in einer Spektrallinie: I bei Dopplerverbreiterung und II bei natürlicher Linienbreite

Nach der klassischen Theorie müßte die natürliche Breite sämtlicher Spektrallinien in Wellenlängen ausgedrückt eine universelle Konstante der Größe $1{,}17 \cdot 10^{-4}$ Å sein. Der Versuch ergibt für verschiedene Linien Werte, die mehr oder weniger in der Nähe dieser Größe liegen, sich aber dennoch von derselben und auch voneinander unterscheiden. Nach der Quantentheorie ist die natürliche Breite der Spektrallinien keine universelle Konstante. Über die Linienverbreiterung siehe auch [1114, 1115, 1170, 1181, 1182, 1192, 2478].

[1]) Die umgekehrte Proportionalität zwischen der Breite $\Delta\mathcal{E}$ des Energieniveaus und der Verweilzeit $\Delta\tau$ des Elektrons auf diesem Niveau ergibt sich auch aus der Unbestimmtheitsrelation der Wellenmechanik $\Delta\mathcal{E} \cdot \Delta\tau \geqq \frac{h}{2\pi}$.

§ 5. Nomenklatur der angeregten Zustände und der Spektralterme auf Grund des Vektorgerüstes. Multiplizität der Terme und Spektrallinien

Die moderne Spektroskopie behielt die Buchstabenbezeichnungen für die Terme $S, P, D, F, G, H, \ldots$ (siehe S. 253) bei, die bei der Klassifizierung der Spektralserien auf Grund des empirischen Materials eingeführt wurden. In den Zuständen, die den Spektraltermen S, P, D, F usw. entsprechen, besitzt das Atom einen Bahndrehimpuls, der den Werten der Nebenquantenzahl l $(0, 1, 2, 3, \ldots)$ entspricht. Nach der alten empirisch aufgestellten Regel, die die Anwendung des Kombinationsprinzips von RITZ einschränkt, werden unter normalen Umständen nur solche Linien beobachtet, die in dem Ausdruck (365) der Kombination zweier Terme entsprechen, deren Bezeichnungen in der Reihe $S, P, D, F, G, H, \ldots$ nebeneinander stehen. Diese Regel heißt in der Sprache der modernen Atomtheorie *Auswahlregel*[1]) für die quantitative Nebenquantenzahl l und besagt, daß nur solche Übergänge im Atom möglich sind, für die

$$\Delta l = +1, -1. \tag{381}$$

Für die innere Quantenzahl lautet die Auswahlregel folgendermaßen: Bei der Strahlung verändert sich die innere Quantenzahl des Atoms entweder gar nicht, oder sie verändert sich um den Betrag 1:

$$\Delta J = 0, +1, -1. \tag{382}$$

Wenn die innere Quantenzahl des tiefsten Energieniveaus Null ist, dann hat die Auswahlregel die Form

$$\Delta J = \pm 1. \tag{383}$$

Die Hauptquantenzahl des Elektrons kann bei spontaner Strahlung beliebig verändert werden; eine Auswahlregel existiert für sie nicht.

Wenn es nicht um die Bahndrehimpulse und die energetischen Zustände des ganzen Atoms, sondern nur der einzelnen Elektronen geht, werden die Großbuchstaben $S, P, D, F, \ldots$ durch kleine Buchstaben $s, p, d, f, \ldots$ ersetzt. Man darf die beiden Bedeutungen des Buchstabens s (sowohl s als auch S) als Symbol für den Zustand $l = 0$ und als Bezeichnung des Spinvektors oder der demselben entsprechenden Quantenzahl nicht verwechseln.

Wir betrachten die *Feinstruktur* der Spektralterme von Alkalimetallen unter Benutzung des Vektorgerüstes. Da wir es in diesem Fall nur mit einem Valenzelektron zu tun haben, so ist der Gesamtdrehimpuls des Atoms gleich dem Gesamtdrehimpuls des Valenzelektrons[2])

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{j} = \mathfrak{l} + \mathfrak{s}. \tag{384}$$

Befindet sich das Atom im Zustand S, so ist $l = 0$, $\mathfrak{j} = \mathfrak{s}$ und die innere Quantenzahl $j = {}^1/_2$. In einem elektrischen oder magnetischen Feld sind zwei Richtungen für den Spinvektor des Valenzelektrons möglich, die sich in zwei Werten der magnetischen Quantenzahl m $(+{}^1/_2$ und $-{}^1/_2)$ widerspiegeln. Ist kein äußeres Feld vor-

---

[1]) Diese Regel hat Ausnahmen: Es werden z. B. Linien beobachtet, die einen Übergang 1 S — 2 S oder 1 S – 2 D usw. entsprechen.

[2]) Die Kernmomente werden von der Termklassifikation nicht erfaßt. Verschiedene Werte für dieses Moment treten erst in der „Hyperfeinstruktur“ der Spektrallinien auf.

handen, so ist die Richtung des Elektronenspinvektors $\mathfrak{s}$ gleichgültig und hat auf die Höhe des Atomniveaus keinen Einfluß, da der Bahndrehimpuls des Elektrons Null ist und eine Wechselwirkung des Spins mit der Bahnbewegung in diesem Falle fehlt.

Somit sind allein sämtliche S-Terme der Alkalimetalle Singulett-Terme; sie unterscheiden sich voneinander lediglich durch die Werte der Hauptquantenzahl. Zu diesen Termen zählt auch der Hauptterm des Alkalimetallatoms, der dem normalen, nicht angeregten Atom entspricht. Da das Valenzelektron des Lithiums sich im unangeregten Zustand in der zweiten Elektronenschale befindet, das Valenzelektron des Natriums in der dritten usw., so sind die genauen Bezeichnungen dieser Grundterme folgende:

$$\text{Li} - 2s\,{}^2S_{\frac{1}{2}};\ \text{Na} - 3s\,{}^2S_{\frac{1}{2}};\ \text{K} - 4s\,{}^2S_{\frac{1}{2}};\ \text{Rb} - 5s\,{}^2S_{\frac{1}{2}};\ \text{Cs} - 6s\,{}^2S_{\frac{1}{2}}\,. \tag{385}$$

Der Index $^1/_2$ rechts unten drückt den Wert der inneren Quantenzahl aus. Der Index links oben gibt die Multiplizität an; hier gleich 2. Obwohl es sich um den S-Term eines Alkalimetalls handelt, ist er Ausgangspunkt eines Dubletts. Vor dem Symbol des einzelnen Terms steht die Hauptquantenzahl des Valenzelektrons und ein kleiner Buchstabe, der dem Bahndrehimpuls dieses Elektrons entspricht.

Im P-Zustand des Alkalimetalls ist $l = 1$, $s = {}^1/_2$. Die Regel der räumlichen Quantelung ergibt für den Vektor $\mathfrak{J}$ und folglich auch für die innere Quantenzahl J zwei mögliche Werte: $J = {}^3/_2$ und $J = {}^1/_2$. Daher treten alle P-Terme der Alkalimetalle doppelt auf und werden folgendermaßen bezeichnet:

$${}^2P_{\frac{1}{2}} \text{ und } {}^2P_{\frac{3}{2}}\,. \tag{386}$$

Ebenso überzeugen wir uns, daß auch sämtliche anderen D-, F- usw. Terme mehrfach sein müssen. Die Terme der Alkalimetalle kann man durch folgende Tabelle darstellen:

Tabelle 20

Atom-Spektralterme von Alkalimetallen

L	J					
	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$ ...	Mögliche Werte der magnetischen Quantenzahl m
0	${}^2S_{\frac{1}{2}}$					$-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$
1	${}^2P_{\frac{1}{2}}$	${}^2P_{\frac{3}{2}}$				$-\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}, +\frac{3}{2}$
2		${}^2D_{\frac{3}{2}}$	${}^2D_{\frac{5}{2}}$			$-\frac{5}{2}, -\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}, +\frac{3}{2}, +\frac{5}{2}$
3			${}^2F_{\frac{5}{2}}$	${}^2F_{\frac{7}{2}}$		$-\frac{7}{2}, -\frac{5}{2}, \ldots, +\frac{3}{2}, +\frac{5}{2}, +\frac{7}{2}$
4				${}^2G_{\frac{7}{2}}$	${}^2G_{\frac{9}{2}}$	$-\frac{9}{2}, -\frac{7}{2}, \ldots, +\frac{5}{2}, +\frac{7}{2}, +\frac{9}{2}$
...					....	....

Wenden wir uns der Hauptspektralserie $1S - mP$ der Alkalimetalle zu. Da jeder P-Term doppelt ist, der S-Term jedoch einfach, so werden jedem Wert von m nicht nur eine, sondern zwei dicht nebeneinanderliegende Spektrallinien entsprechen, d. h.,

$$\nu_1 = n\,^2S_{\frac{1}{2}} - m\,^2P_{\frac{1}{2}} \text{ und } \nu_2 = n\,^2S_{\frac{1}{2}} - m\,^2P_{\frac{3}{2}}. \tag{387}$$

Je zwei derartige Linien heißen ein *Dublett*. Ein bekanntes Beispiel für ein Dublett ist die gelbe Linie des Natriums, die aus den Linien $\lambda = 5890$ Å und $\lambda = 5896$ Å besteht:

$$3\,^2S_{\frac{1}{2}} - 4\,^2P_{\frac{1}{2}} \text{ und } 3\,^2S_{\frac{1}{2}} - 4\,^2P_{\frac{3}{2}}. \tag{388}$$

Ebenso werden alle Linien der 2. Nebenserie der Alkalimetalle Dubletts sein:

$$n\,^2P_{\frac{1}{2}} - m\,^2S_{\frac{1}{2}}, \qquad n\,^2P_{\frac{3}{2}} - m\,^2S_{\frac{1}{2}}. \tag{389}$$

Je größer die Laufzahl (Laufterm) irgendeiner Linie der Hauptserie ist, um so größer ist die Zahl m in den Ausdrücken (387), und um so höher liegt das der Strahlung dieser Linie entsprechende Ausgangsenergieniveau, um so größer ist außerdem die Entfernung des Elektrons vom Kern, die dem obersten mP-Term entspricht, und um so geringfügiger die Verzerrung des COULOMB-Feldes, um so mehr ähnelt dieser Term einem Wasserstoffterm, und um so geringer wird die Aufspaltung. Je größer also die Laufzahl (Laufterm) einer Linie der Hauptserie ist, um so kleiner ist der Abstand zwischen den Komponenten derselben auf der Skala der Wellenzahlen, d. h., um so schmaler ist das Dublett. Bei der 2. Nebenserie der Alkalimetalle (389) ist der Grundzustand $^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$ doppelt. In dieser Serie ist also die Breite eines jeden Dubletts konstant und entspricht der Breite des Dubletts der 1. Linie der Hauptserie. In der 1. Nebenserie der Alkalimetalle sind sämtliche Linien *Tripletts*. Hier sind Elektronenübergänge möglich, die

$$n\,^2P_{\frac{1}{2}} - m\,^2D_{\frac{3}{2}}; \quad n\,^2P_{\frac{3}{2}} - m\,^2D_{\frac{3}{2}}; \quad n\,^2P_{\frac{3}{2}} - m\,^2D_{\frac{5}{2}} \tag{390}$$

entsprechen. Der Übergang $n\,^2P_{\frac{1}{2}} - m\,^2D_{\frac{5}{2}}$ tritt nicht ein, da ein solcher Übergang gegen die Auswahlregel $\Delta J = 0, \pm 1$ verstoßen würde.

Die relative Intensität zweier beliebiger Spektrallinien, die einem Übergang des Elektrons auf ein und denselben Grundzustand entsprechen, ist der Anzahl der Atome, die sich in jedem Augenblick in dem der gegebenen Linie entsprechenden oberen Energiezustand befinden, direkt proportional. Die Anregungswahrscheinlichkeit irgendeines Terms unter den gleichen übrigen Bedingungen ist dem sogenannten *statistischen Gewicht* dieses Terms proportional, das seinerseits der Anzahl der möglichen Zustände des Atoms, die diesem Term bei ein und derselben Energie, aber verschiedenen magnetischen Quantenzahlen entsprechen, proportional ist. Aus Tabelle 20 ist zu ersehen, daß für jeden $n\,^2P_{\frac{1}{2}}$-Term zwei Zustände existieren $\left(m = +\frac{1}{2} \text{ und } m = -\frac{1}{2}\right)$; für jeden $n\,^2P_{\frac{3}{2}}$-Term sind es vier $\left(m = \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}\right)$. Daher verhalten sich die statistischen Gewichte dieser Terme wie $1:2$, und die Intensität der Linie $1\,^2S_{\frac{1}{2}} - m\,^2P_{\frac{3}{2}}$ ist zweimal größer als die Intensität der Linie $1\,^2S_{\frac{1}{2}} - m\,^2P_{\frac{1}{2}}$.

Wir gehen nun zu den Spektraltermen der Erdalkalimetalle Be, Mg, Ca, Sr und Ba über, die zur zweiten Gruppe des periodischen Systems gehören und je zwei Valenzelektronen besitzen. Wir betrachten die S-Terme, die der Nebenquantenzahl $l = 0$ jedes Elektrons entsprechen. Die Regel der räumlichen Quantelung ergibt für jede Größe des Gesamtspins der zwei Valenzelektronen zwei Werte $S = 0$ und $S = 1$ und für die Größe des Gesamtbahndrehimpulses den Wert $L = 0$. Die Größe des Gesamtdrehimpulses des Atoms und die innere Quantenzahl sind $J = 0$ und $J = 1$. Die $S = 0$ und $L = 0$ entsprechenden Terme gehören zur Reihe der Singulett-Terme und werden durch das Symbol $^1S_0$ bezeichnet. Die den Werten $S = 1$ und $L = 0$ entsprechenden S-Terme zählen zur Reihe der Triplett-Terme und werden durch das Symbol $^3S_1$ bezeichnet, obwohl sie an und für sich Singulett-Terme sind. Ein unangeregtes Atom, bei dem sich beide Valenzelektronen im Grundzustand mit ein und derselben Hauptquantenzahl befinden, kann nicht im $^3S_1$-Zustand sein, da in diesem Falle alle vier Quantenzahlen n, l, s und m eines jeden Valenzelektrons ein und dieselben wären, was dem PAULI-Prinzip, dem wir bereits im Kapitel III bei der Besprechung der Energieverteilung der Leitfähigkeitselektronen im Metall begegneten, widersprechen würde. Daher ist der normale, unangeregte Zustand eines Atoms mit zwei Valenzelektronen der $^1S_0$-Zustand[1]). Für die P-Terme von Erdalkalien ist $L = 1$. Bei $S = 0$ führt das zu nur einem J-Wert, $J = 1$, und folglich zu dem Singulett-Term $^1P_1$. Bei $S = 1$ (d. h. bei paralleler Spinlage der Elektronen) führen die Gesetze der räumlichen Quantelung bei Addition der Vektoren (siehe Abb. 144) $\mathfrak{S} = 1$, $\mathfrak{L} = 1$ zu drei Werten des Vektors $\mathfrak{J}$, und zwar zu $J = 0, 1, 2$ und folglich auch zur Aufspaltung des entsprechenden P-Terms des Atoms mit zwei Valenzelektronen in die drei energetischen Niveaus $^3P_0$, $^3P_1$ und $^3P_2$.

Betrachten wir weitere mögliche Werte der Nebenquantenzahl des angeregten Elektrons (die auch die Nebenquantenzahl des ganzen Atoms ist), so kommen wir zur Tabelle 21, in der die Terme der Atome mit zwei Valenzelektronen dargestellt sind. Wie wir sehen, besitzen Atome mit zwei Valenzelektronen zwei Termsysteme, ein Singulettsystem und ein Triplettsystem.

Tabelle 21

L	Singuletts $S = 0$	Tripletts $S = 1$
0	$^1S_0$	$^3S_1$
1	$^1P_1$	$^3P_0$ $^3P_1$ $^3P_2$
2	$^1D_2$	$^3D_1$ $^3D_2$ $^3D_3$
3	$^1F_3$	$^3F_2$ $^3F_3$ $^3F_4$
......	....	....

Bei den Termen eines Atoms verschiedener Multiplizität wird den Auswahlregeln, die das RITZsche Kombinationsprinzip einschränken, noch das *Interkombinations-*

[1]) In diesem Falle unterscheiden sich die Zustände der beiden Valenzelektronen durch den Wert der magnetischen Quantenzahl m, der für das eine Elektron $+1/2$, für das andere $-1/2$ beträgt.

verbot hinzugefügt, welches besagt, daß bei der spontanen Strahlung ein Übergang des Elektrons zwischen den Niveaus, die den Termen verschiedener Multiplizität entsprechen, unmöglich ist. Physikalisch bedeutet das Interkombinationsverbot, daß beim spontanen Übergang die Spinorientierung des Elektrons nicht verändert werden kann. Das Interkombinationsverbot sagt aus, daß das Atom mit zwei Valenzelektronen gleichsam zwei verschiedene Spektren besitzt: ein Singulett-Spektrum und ein Triplett-Spektrum (im Falle der Haupt- und der 2. Nebenserie).

Das Vorhandensein zweier verschiedener Termsysteme beim Helium führte zu der Vermutung, daß zwei Heliummodifikationen existieren müßten: Orthohelium (Triplett-Spektrum) und Parahelium (Singulett-Spektrum). In Wirklichkeit unterscheiden sich diese zwei „Zustände" des Heliums nur dadurch, daß beim Orthohelium die Spinrichtungen der Valenzelektronen parallel ($S = 1$), beim Parahelium antiparallel ($S = 0$) sind.

Das Interkombinationsverbot ist nicht unumstößlich und wird um so öfter verletzt, je größer der Abstand zwischen den einzelnen Komponenten der Multiplett-Linien ist. Es wird nicht erfüllt, wenn der Abstand der Komponenten der Linien von der gleichen Größenordnung ist wie der Abstand der Linien der Spektralserie. Ein besonderes Beispiel einer Interkombinationslinie ist die Quecksilberresonanzlinie 2536,52 Å[1]), $6s\,6s\,{}^1S_0 - 6s\,6p\,{}^3P_1$.

Entsprechend der Anzahl der möglichen Werte für die magnetische Quantenzahl m existiert für die Intensität der einzelnen Triplett-Komponenten der Hauptspektralserien von Elementen mit zwei Valenzelektronen eine Regel, die analog der Regel über das Intensitätsverhältnis von Dubletts der Hauptserien der Alkalimetalle lautet: Es verhalten sich die Intensitäten der Linien der Hauptserie mit den Grundniveaus ${}^3P_0$, ${}^3P_1$ und ${}^3P_2$ und dem gleichen Endniveau ${}^1S_0$ wie $1 : 3 : 5$.

Ein gleichzeitiger Übergang der beiden Valenzelektronen auf höhere Energieniveaus ist möglich. Diese Möglichkeit vermehrt die Mannigfaltigkeit der Spektralterme noch weiter und macht das Spektrum noch verwickelter. Terme, die der gleichzeitigen Anregung zweier und, bei den Atomen der anderen Gruppen des periodischen Systems, mehrerer Elektronen entsprechen, nennt man verschobene bzw. nach ihrer symbolischen Bezeichnung „gestrichene" Terme. In einem Atom mit zwei Valenzelektronen sei $l_1 = 1$, $l_2 = 1$ und $S = 1$ bei parallelem Elektronenspin. In diesem Fall werden wir es mit einem gestrichenen Triplett-Term ${}^3D'_{123}$ mit den Komponenten ${}^3D'_1$, ${}^3D'_2$, ${}^3D'_3$ zu tun haben.

Wie bei einem Atom mit zwei Valenzelektronen, so führt das Vektorgerüst des Atoms mit drei Valenzelektronen zu der folgenden Termtabelle: Die S-Terme sind ebenfalls alle einfach, in der Reihe der Quartett-Terme sind die P-Terme dreifach. Damit sind die Linien der Haupt- und der 2. Nebenserie von Atomen mit drei Valenzelektronen dreifach. Die Linien der 1. (diffusen) Nebenserie bestehen aus acht Komponenten.

Die Zerlegung und Klassifikation der Spektralterme kann auch für Elemente mit 4, 5, ... Valenzelektronen mit Hilfe des Vektorgerüstes fortgesetzt werden.

---

[1]) Die Übergänge $6s\,6s\,{}^1S_0 - 6s\,6p\,{}^3P_0$ und $6s\,6s\,{}^1S_0 - 6s\,6p\,{}^3P_2$ sind nach den Auswahlregeln nicht möglich (siehe (382) und (383)), und die Resonanzlinie 2536,52 Å ist einfach (entspricht dem Übergang mit $J = 1$ auf $J = 0$, d. h. $\Delta J = 1$).

Mit zunehmender Zahl der Valenzelektronen wächst auch die Multiplizität der Terme und Linien. Die Multiplizität M kann man nach den Formeln

$$M = 2S + 1 \quad \text{bei} \quad L > S$$

und

$$M = 2L + 1 \quad \text{bei} \quad L < S \tag{391}$$

bestimmen. Die Trennung von Haupt- und Nebenserien verliert ihre Bedeutung. Die Mannigfaltigkeit der möglichen verschobenen Terme vergrößert sich ebenfalls. Bei den verschobenen Termen wird die Auswahlregel $\Delta L = \pm 1$ mit anderen Aus-

Tabelle 22

L	Dubletts $S = \frac{1}{2}$	Quartetts $S = \frac{3}{2}$
0	$^2S_{\frac{1}{2}}$	$^4S_{\frac{3}{2}}$
1	$^2P_{\frac{1}{2}}$ $^2P_{\frac{3}{2}}$	$^4P_{\frac{1}{2}}$ $^4P_{\frac{3}{2}}$ $^4P_{\frac{5}{2}}$
2	$^2D_{\frac{3}{2}}$ $^2D_{\frac{5}{2}}$	$^4D_{\frac{1}{2}}$ $^4D_{\frac{3}{2}}$ $^4D_{\frac{5}{2}}$ $^4D_{\frac{7}{2}}$
3	$^2F_{\frac{5}{2}}$ $^2F_{\frac{7}{2}}$	$^4F_{\frac{3}{2}}$ $^4F_{\frac{5}{2}}$ $^4F_{\frac{7}{2}}$ $^4F_{\frac{9}{2}}$
. . . . .	. . . .	. . . .

drücken vertauscht. In den Atomen der Elemente mit mehr als drei besetzten Elektronenschalen gibt es unvollständig besetzte innere Elektronenschalen. Für solche Atome ist bei der Berechnung des Gesamtdrehimpulses nicht nur die Summe der Bahndrehimpulse und der Gesamtspin der Elektronen der äußersten Atomschale zu berücksichtigen, sondern auch der von sämtlichen nur teilweise besetzten Schalen. Hinzuzufügen sind die Fälle anomaler Kopplung. All dies erschwert den Aufbau des Systems der Spektralterme für die Elemente der letzten Gruppe und der unteren Reihen des MENDELEJEWschen Systems der Elemente außerordentlich. Genaueres hierüber siehe [1080—1082].

Bei einer Gasentladung findet man gleichzeitig neben den angeregten neutralen Atomen auch angeregte Ionen. Ihr Übergang auf einen niedrigeren energetischen Zustand wird von einer ein sogenanntes *Funkenspektrum* bildenden Strahlung begleitet. Es ist üblich, die Spektren der neutralen Atome sowie die der Ionen irgendeines Elementes mit römischen Zahlen zu bezeichnen, indem man I auf ein neutrales Atom, II auf ein einfach ionisiertes, III auf ein doppelt ionisiertes usw. bezieht. So ist beispielsweise das Spektrum He II das Spektrum des aus einem α-Teilchen und einem Elektron bestehenden Heliumions analog dem Wasserstoffspektrum. Ebenso verhält es sich mit den Spektren von Li III, Be IV usw.; das Spektrum C III ist das Spektrum des zweifach ionisierten Kohlenstoffs. Es ist leicht einzusehen, daß jede Ionisierung das Spektrum demjenigen der vorherigen Elementengruppe ähnlich macht. So erhält das Spektrum von Be II an Stelle eines Triplett-Spektrums den Charakter eines Dublett-Spektrums der Elemente aus der I. Gruppe. Die Spektren Na II und Mg III ähneln den Spektren der Edelgase. Diese Regel wird in der Spektroskopie als *Verschiebungssatz* bezeichnet.

§ 6. Die graphische Darstellung von Spektraltermen und Spektrallinien eines Atoms. Das Hg I-Spektrum

Die graphische Darstellung von Spektraltermen mit den wesentlichsten Spektrallinien der Atome (oder Ionen) [1093] zeigt die Abb. 147 für Na I und die Abb. 148 für Hg I.

Am Kopf des Schemas sind der Reihe nach die verschiedenen Terme des gegebenen Atoms *S*, *P*, *D* usw. eingetragen. Bei Na I existiert nur eine Reihe von Dublett-Termen $^2S_{\frac{1}{2}}$, $^2P_{\frac{3}{2}}$, $^2P_{\frac{1}{2}}$ usw. Bei Quecksilber zerfällt das Schema in zwei Teile, die Singulett- und Triplett-Terme: $^1S_0$, $^1P_1$, $^1D_2$ usw. und $^3S_1$, $^3P_2$, $^3P_1$, $^3P_0$, $^3D_3$, $^3D_2$, $^3D_1$ usw. Auf der rechten Vertikalen sind die Wellenzahlen, auf der linken ist die Höhe der Energieniveaus in Volt aufgetragen, wobei das niedrigste Energieniveau als Null angenommen ist, das dem normalen, unangeregten Zustand des Atoms entspricht. Der Abstand der oberen Horizontalen vom Grundzustand, angegeben in Volt, entspricht der Ionisationsenergie des Atoms. Von den Punkten *S*, *P*, *D* usw. auf der oberen waagerechten Geraden gehen senkrechte Geraden aus, die unten durch dicke waagerechte Striche abgeschlossen sind, die dem niedrigsten Energieniveau eines Zustandes entsprechen (d. h. mit gegebener Neben- und gegebener inneren Quantenzahl). Die höheren Zustände sind durch entsprechende waagerechte Striche markiert. Bei jedem Strich wiederholt sich das Symbol des Terms, und links von diesem Symbol sind kleine Buchstaben und Zahlen angegeben, die dem Zustand der Valenzelektronen entsprechen. Bei der Anregung von nur einem Elektron schreibt man gewöhnlich an die linke Seite des Terms nur eine Zahl, die entweder auf die Hauptquantenzahl dieses Elektrons oder auf die Nummer der Schale hinweist, in der sich das Elektron befindet, wobei durch die Zahl 1 diejenige Schale bezeichnet wird, in der das Valenzelektron sich in unangeregtem Zustand befindet. In Abb. 147 und 148 ist diese Bezeichnungsweise durchgeführt.

Die Elektronenübergänge, die mit Emissionen der einen oder der anderen Spektrallinie verbunden sind, sind in diesen Darstellungen durch schräge Verbindungslinien gekennzeichnet, die ein oberes und ein unteres Energieniveau verbinden, zwischen denen ein Elektronenübergang erfolgt. An diese Verbindungslinien schreibt man gewöhnlich die Wellenlänge der betreffenden Spektrallinie, wobei man die Intensität durch die Strichdicke zum Ausdruck bringt. Wenn die energetischen Niveaus und die Spektrallinien sehr dicht beieinander liegen, werden sie, wie beispielsweise bei den Niveaus *D* und *F* in Abb. 147, aus Gründen der Übersichtlichkeit der Zeichnung nicht eingetragen.

Die Termschemata gestatten nicht nur eine Orientierung in den mehr oder weniger hellen Linien des ausgestrahlten Spektrums. Sie geben auch die Möglichkeit, zu beurteilen, welche energetischen Niveaus des gegebenen Atoms metastabil sind. So ist beispielsweise bei Hg I der Term $6s\,6s\,^3S_1$ wegen des Pauli-Verbotes nicht realisierbar. Aus dem Schema der Abb. 148 ist zu ersehen, daß nur der Grundterm des Quecksilberatoms $6s\,6s\,^1S_0$ niedriger als der Triplett-Term $6s\,6s\,^3P_{012}$ liegt. Von den drei Termen $6\,^3P_{012}$ ist jedoch, wie obenstehend dargelegt, der Übergang auf den Term $6\,^1S_0$ nur vom Term 6^3P_1 möglich. Folglich sind die Terme $6s\,6s\,^3P_0$ und $6s\,6s\,^3P_2$ metastabile Terme des Quecksilberatoms mit Anregungsenergien von 4,66 und 5,43 eV.

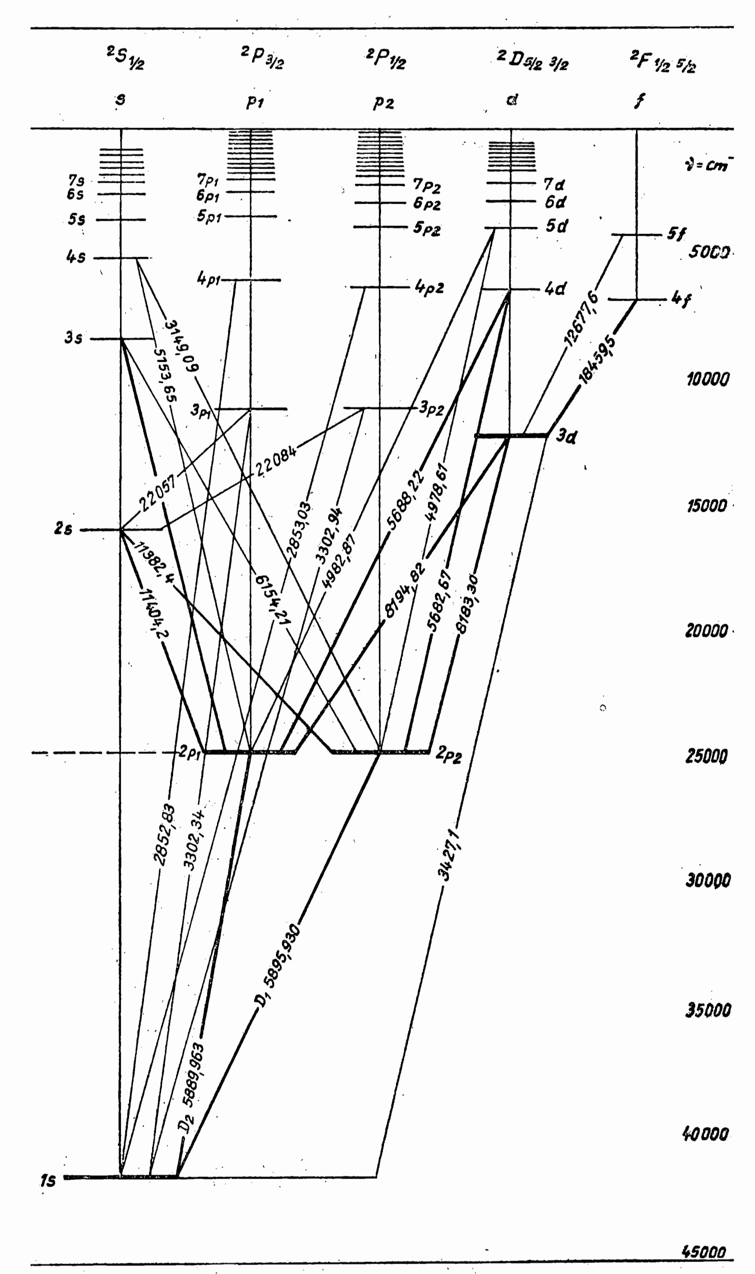


Abb. 147. Termschema von Na I

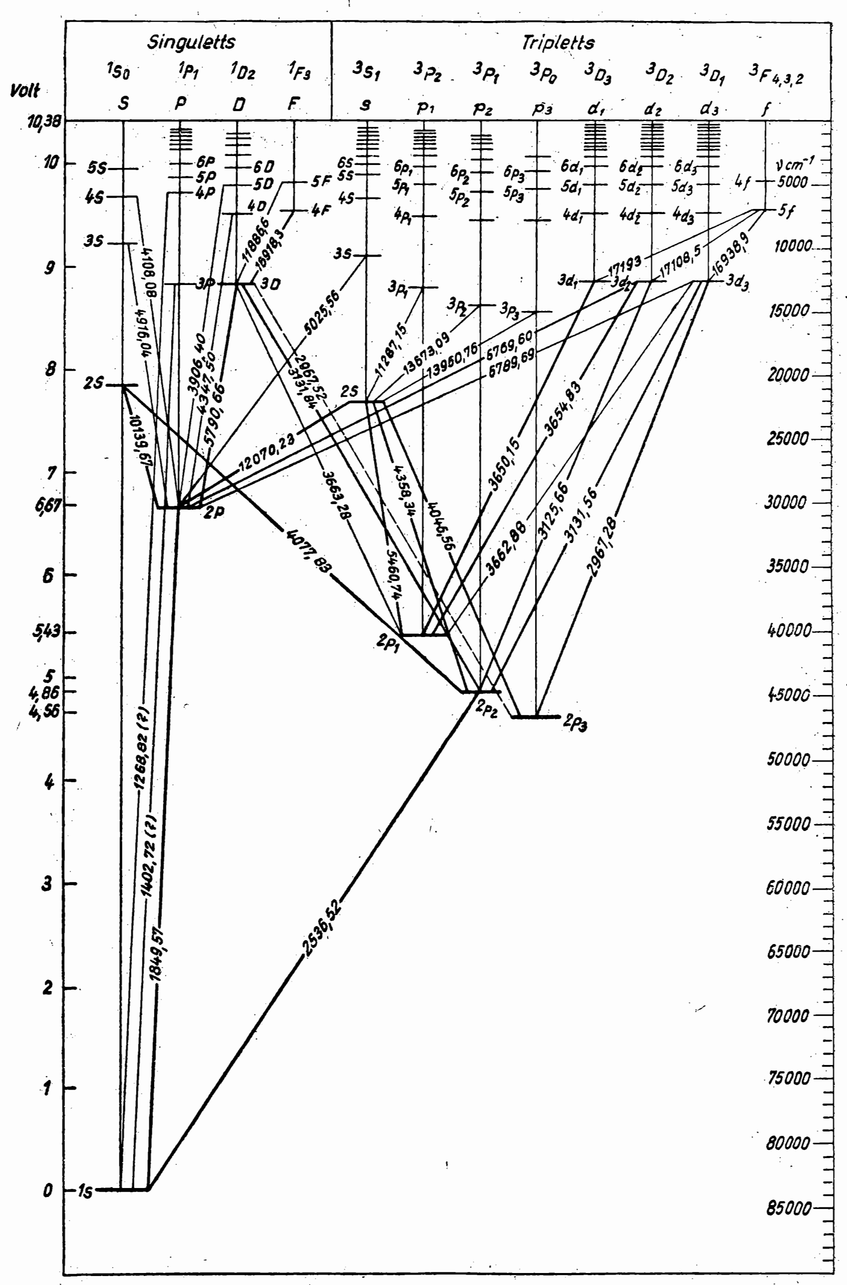


Abb. 148. Termschema von Hg I

Der Interkombinationsübergang $6s\,6s\,{}^1S_0 - 6s\,6p\,{}^3P_1$ entspricht der ersten Resonanzlinie von Hg I mit 2536,52 Å. Die zweite Resonanzlinie $\lambda = 1849{,}57$ Å liegt auf der Grenze des SCHUMANN-Gebietes im ultravioletten Spektrum. Diese Linie kann man als erste Linie der Singulett-Hauptserie der Spektrallinien des Quecksilberatoms betrachten. Die zweite und dritte Linie derselben Serie $6s\,6s\,{}^1S_0 - 6s\,7p\,{}^1P_1$ 1402,72 Å und $6s\,6s\,{}^1S_1 - 6s\,8p\,{}^1P_1$ 1268,82 Å liegen im SCHUMANN-Gebiet des Spektrums, sie sind wenig zugänglich und wenig intensiv. Die intensivsten Linien des Hg I-Spektrums im sichtbaren Teil sind in Tabelle 23 angegeben. In dieser Tabelle sind, außer den Wellenlängen in Ångström auch die relativen Intensitäten der Linien angegeben: ihr Anteil an der Gesamtenergie I_{ges} (d. h. die prozentuale Energie, die in 1 s von der Oberflächeneinheit der Röhre ausgestrahlt wird) sowie die visuelle I_{vis} (d. h. die prozentuale Energie des von der gleichen Oberfläche ausgestrahlten monochromatischen Lichtstroms aller in der Tabelle aufgeführten Linien). Diese Daten sind für zwei verschiedene Dichten des Quecksilberdampfes angeführt: für die positive Säule einer Niederdruckentladung und für die positive Säule einer Hochdruckentladung.

Aus den Daten der Tabelle 23 ist zu ersehen, daß die relative Intensität verschiedener Linien in starkem Maße von der Gasdichte abhängt. Die relative Intensität hängt außerdem von der Entladungsform ab. So sind beispielsweise das Leuchten der Kathodenteile und das Leuchten der positiven Säule einer Glimmentladung der Farbe nach verschieden. Infolge der unterschiedlichen Augenempfindlichkeit bei verschiedenen Wellenlängen hängt die visuelle Intensität von der Lage der Linien im Spektrum ab.

Beim Termschema der Abb. 148 sehen wir[1]), daß die drei intensiven Linien des Hg I-Spektrums vom tiefsten Niveau der 2. Triplettnebenserie ausgehen, die aus den Komponenten $6\,{}^3P_2 - 7\,{}^3S_1$ 5460,74 Å (grüne Linie), $6\,{}^3P_1 - 7\,{}^3S_1$ 4358,34 Å (violett) und $6\,{}^3P_0 - 7\,{}^3S_1$ 4046,56 Å (extrem violett) besteht. Die Abstände der Komponenten dieses Tripletts sind sehr groß. Die in einer Hochdruckentladung sichtbare gelbe Quecksilberlinie 5790,66 Å ist die erste Linie der Nebenserie

Tabelle 23

Die stärksten Linien von Hg I im sichtbaren Teil des Spektrums und ihre relativen Intensitäten

Wellenlänge λ Å	$p = 0{,}01$ Torr		$p = 800$ Torr	
	I_{ges} %	I_{vis} %	I_{ges} %	I_{vis} %
4047	21,05	0,03	11,6	0,01
4048			2,4	—
4358	34,85	1,4	21,7	0,66
4916			0,6	0,23
5461	32,9	75,4	28,1	46,9
5770/90	11,2	23,2	34,7	52,2
6907			0,9	0,01
Insgesamt %	100	100	100	100

[1]) Siehe S. 266.

$6\,^1P_1 - 6\,^1D_2$. Die zweite und dritte Linie derselben Serie sind die wenig intensiven Linien $6\,^1P_1 - 7\,^1D_2$ 4347,90 Å und $6\,^1P_1 - 8\,^1D_2$ 3906,40 Å. Die zweite Singulettnebenserie wird durch die intensive infrarote Linie $6\,^1P_1 - 7\,^1S_0$ 10139,67 Å verkörpert. Die zweite und dritte Linie (schwach) derselben Serie fallen in den sichtbaren Teil des Spektrums $6\,^1P_1 - 8\,^1S_0$ 4916,04 Å und $6\,^1P_1 - 9\,^1S_0$ 4108,08 Å. Im infraroten Gebiet des Spektrums von Hg I liegen noch die ersten Linien $6\,^1D_2 - 6\,^1F_3$ 16918,3 Å (ziemlich intensiv) und $6\,^1D_2 - 7\,^1F_3$ 11886,6 Å der einfachen Fundamentalserie und ebenso das erste Triplett der fundamentalen Triplettserie $6\,^3D_{123} - 6\,^3F_{234}$ und das zweite Triplett der Triplethauptserie $7\,^3S_1 - 7\,^3P_{123}$ sowie die Interkombinationslinie $6\,^1P_1 - 7\,^3S_1$. Endlich finden wir in dem gleichen Bild noch eine ganze Reihe mehr oder weniger intensiver Linien, die im nahen ultravioletten Teil des Spektrums liegen, wie die erste Linie der ersten Triplettnebenserie $6\,^3P_{012} - 6\,^3D_{123}$ und andere. Wie wir sehen, ist das Spektrum Hg I reich an Linien, jedoch ist im roten und orangefarbigen Teil des Spektrums die Linienintensität sehr gering, deshalb finden wir im Termschema der Abb. 148 keine einzige Linie im Bereich von 5790 Å bis 10140 Å; dieser Umstand erklärt die schlechte Farbwiedergabe der Quecksilberlampen.

§ 7. Die Kopplung der Elementarprozesse mit der Strahlung in einer Gasentladung. Der Einfluß des Gasdruckes auf die Strahlung der Resonanzlinien und der anderen Linien in der positiven Säule

Wir haben die Zerlegung des Spektrums von Hg I deshalb mehr oder weniger eingehend behandelt, weil sehr viele Untersuchungen der positiven Säule mit Quecksilberdampf durchgeführt worden sind. Sowohl der innere Zustand als auch der Verlauf der Elementarprozesse bei der Quecksilberdampfentladung sind mehr oder weniger gut bekannt. Dadurch konnte beim Quecksilberplasma die Lösung eines weiteren Problems in Angriff genommen werden. Es handelt sich dabei um das Studium der Anregungsbedingungen dieses oder jenes Termes und um die Klärung der Strahlungsbedingungen der einzelnen Linien und der dabei auftretenden Elementarprozesse.

In enger Verbindung mit dem letzten Problem steht die optische Untersuchungsmethode einer Entladung, die von der relativen Intensität bestimmter Spektrallinien ausgeht. Die Elementarprozesse, mit denen man bei der Strahlung einer Gasentladung, insbesondere im Plasma, zu rechnen hat, sind folgende: a) unmittelbare Anregung eines Atoms bis zu einem bestimmten Energieniveau durch schnelle Elektronen; b) Erreichung des gleichen Energieniveaus durch stufenweise Anregung; c) Diffusion der Resonanzstrahlung; d) Stöße, die die Strahlung dämpfen, d. h. Stöße zweiter Art, vor allem mit Elektronen, die ein Atom ohne Ausstrahlung eines Energiequants aus dem angeregten Zustand herausführen; e) der Übergang angeregter, insbesondere metastabiler Atome auf höhere Niveaus durch Strahlungsabsorption, wobei diese unter Strahlung auf andere Niveaus, insbesondere auf das Grundniveau, übergehen (beispielsweise im Quecksilberdampf die Absorption $6\,^3P_0 - 6\,^3D_1$ $\lambda = 2967{,}28$ Å mit nachfolgender Ausstrahlung von $6\,^3P_1 - 6\,^3D_1$ $\lambda = 3131{,}56$ Å, sodann diejenige der Resonanzlinie $6\,^1S_0 - 6\,^3P_1$ $\lambda = 2536{,}52$ Å; f) die Übergänge metastabiler Zustände in nicht metastabile (z. B. $6\,^3P_0$ in $6\,^3P_1$)

und umgekehrt bei Stößen von angeregten Atomen mit neutralen Gaspartikeln und ähnliche Prozesse.

Durch die Bedingungen, die einen Elementarprozeß begünstigen bzw. nicht begünstigen, wird seine Bedeutung für die Strahlung der Entladung und im Endergebnis der Charakter des Entladungsspektrums und die Intensitätsverteilung der einzelnen Linien bestimmt. Wir betrachten im folgenden eine Zusammenfassung des umfangreichen Literaturmaterials bezüglich der Strahlung der Resonanzlinien und der übrigen Linien und anderer Arten der Energiestreuung in der positiven Säule, wie sie B. N. KLARFELD in seinen ausführlichen Arbeiten zum Studium der positiven Säule ([1027], S. 204—218) wiedergibt, in denen er die bereits bekannten Daten bedeutend vervollständigte und präziser darstellte.

In Abb. 149 ist schematisch die Energiebilanz in der positiven Säule bei verschiedenen Drucken und geringer Stromdichte (etwa 10 mA/cm²) dargestellt, in

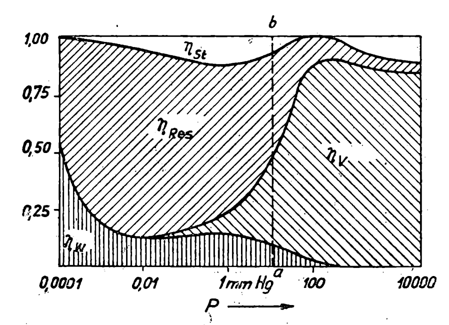


Abb. 149. Energiebilanz der positiven Säule einer Quecksilberdampfentladung in Abhängigkeit vom Druck p bei Stromdichten von etwa 10 mA/cm²

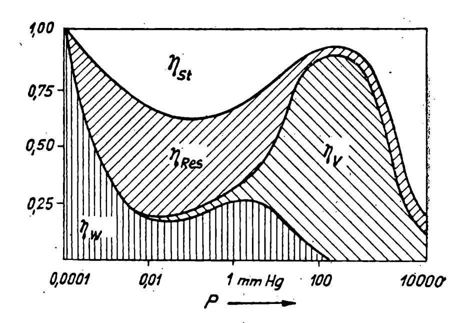


Abb. 150. Energiebilanz der positiven Säule einer Quecksilberdampfentladung bei einer Stromdichte von einigen A/cm²

Abb. 150 die gleiche Bilanz bei einer Stromdichte von einigen A/cm². Der Gasdruck ist auf der Abszissenachse im logarithmischen Maßstab aufgetragen. Auf der Ordinatenachse ist die Gesamtenergie der Entladung in Prozenten aufgetragen. Das Gebiet η_w entspricht der Energie, die pro Sekunde an der Röhrenwandung in Form von Wärme verlorengeht. Dies geschieht durch Rekombination von Ionen und Elektronen an den Wandungen, durch die Wärmeleitung des Gases, durch die kinetische Energie der auf die Wandung aufprallenden Elektronen und Ionen[1]) und auch durch die Energie angeregter und metastabiler Atome, die beim Aufschlag auf die Wandung in den normalen, nicht angeregten Zustand zurückkehren. Das Gebiet η_v entspricht der in der gleichen Zeit in Form von Wärme im Gasvolumen abgegebenen Energie als Folge der vollführten Elementarprozesse: Elastische Stöße der Elektronen mit den Gaspartikeln; ein Teil der Stöße zweiter Art, der zur Geschwindigkeitsverminderung der kollidierenden Gasteilchen führt; Rekombination im Volumen u. ä.

---

[1]) Die positiven Ionen geben bei der Rekombination an den Wandungen nicht ihre gesamte kinetische Energie ab. Der Akkomodationskoeffizient a gibt an, welchen Teil der kinetischen Energie das Ion an die Wandung abgibt und welchen Teil $(1 - a)$ das durch die Rekombination gebildete neutrale Molekül erhält.

Das Gebiet η_{Res} entspricht dem Energieanteil der Resonanzstrahlung, das Gebiet η_{St} dem der übrigen Strahlung. Um nach dieser Darstellung die Komponenten η_w, η_v, η_{Res} und η_{St} in einer stationären Entladung beurteilen zu können, ist für einen bestimmten Gasdruck eine Senkrechte *ab* (Abb. 149) zu ziehen. Der mit dem Faktor 100 multiplizierte Abschnitt, der auf das gegebene Gebiet entfällt, ergibt in Prozenten den Anteil einer jeden Komponente.

Wir wenden uns nun dem Diagramm der Abb. 150 für große Stromdichten zu. Bei Messungen, die für einen weiten Druckbereich in Hg-Dampf und K-Dampf durchgeführt wurden, stellte man fest [1099], daß bei niedrigem Druck der an den Wandungen abgegebene Energieanteil η_w sehr groß ist und der gesamten aufgewandten Leistung nahekommt. Dieser Umstand wird durch die hohe thermische Energie der Elektronen bei niedrigem Druck, durch den Verlauf der Ionisierungsfunktion, und der Anregungsfunktion und durch die kleine Stoßzahl der Elektronen und Ionen mit den Gaspartikeln hervorgerufen. Die Zahl der durch die Plasmaelektronen hervorgerufenen Ionisierungsakte beträgt in diesem Falle ein Vielfaches der Anregungsakte. Jede Ionisierung führt schließlich zu einer Rekombination an der Wandung. Daher ist bei niedrigem Gasdruck von annähernd 10^{-4} Torr die für die Resonanzstrahlung sowie die für die übrige Strahlung aufgewandte Energie sehr gering. Aus den gleichen Ursachen ist auch η_v verschwindend klein.

Eine Druckerhöhung wird von einer Temperaturverminderung der Elektronen sowie von einer Verkleinerung der freien Weglänge begleitet. Damit vergrößert sich der Anteil der Strahlungsenergie, und η_w wird kleiner. Übrigens verläuft die Verkleinerung von η_w nicht monoton mit einer Vergrößerung des Gasdruckes: Bei Quecksilberdampf mit einem Druck von ungefähr 10^{-2} bis 1 Torr vergrößert sich der Ionenstrom in größerem Maße, als die mittlere kinetische Energie der Plasmaelektronen vermindert wird, und η_w wächst in diesem Abschnitt auf Kosten der Resonanzstrahlung an.

Bei einem Druck von einigen Torr beginnend, verkleinert sich die freie Weglänge der Teilchen im Plasma derart, daß die Stöße untereinander eine wesentliche Rolle zu spielen beginnen. Die Stöße führen zu einem erheblichen Energieverlust der Ionen und Elektronen bei der ambipolaren Diffusion zur Wandung, zur Behinderung dieser Diffusion und zur Verkleinerung des Ionenstromes zur Wandung hin. Dadurch tritt bei einer Vergrößerung des Gasdruckes eine erneute Verminderung von η_w ein, bis bei einem Druck von etwa 100 Torr η_w zu einer verschwindend kleinen Größe wird. Gleichzeitig wird bei einem Druck von einigen Zehnteln eines Torr infolge der Volumenrekombination, der elastischen Stöße zwischen Elektronen und Gasatomen sowie anderer Volumenprozesse eine Gaserwärmung bemerkbar. Durch die Vergrößerung der Anzahl von Stößen zweiter Art, die zu einer Dämpfung führen, verkleinert sich nicht nur η_{Res}, sondern auch η_{St}. Dies führt außerdem zu einer bedeutenden Verminderung der Elektronen, die eine zur Anregung aus dem Grundzustand genügende Energie besitzen. Der letzte Umstand zeigt sich besonders stark an der Intensität der Resonanzlinien. So ist bei Hg I das Energieintervall des mit dem Atom kollidierenden Elektrons zur Anregung des Zustandes $6\,^3P_1$, der ersten Resonanzlinie des Quecksilbers, wegen der Nähe der metastabilen Zustände $6\,^3P_0$ und $6\,^3P_2$, sehr klein. Außerdem finden wir im Termschema (Abb. 148) nur fünf mögliche Stufenübergänge zu höheren Niveaus, die nicht Ausgangsniveaus von Resonanzstrahlung sind.

Das Energieniveau $6\,^3P_1$ der zweiten Resonanzlinie erfordert zur unmittelbaren Anregung eine große Energie. Die stufenweise Anregung dieses Niveaus kann, wie das Termschema zeigt, nur auf sehr komplizierten Umwegen vor sich gehen, auf das das Elektron lediglich durch einen Übergang von irgendeinem höheren Niveau unter Ausstrahlung dieser oder jener Linie gelangen kann. Möglichkeiten eines umgekehrten Übergangs zu höheren Niveaus sind ebenfalls reichlich vorhanden[1]). Wie das Diagramm der Abb. 150 zeigt, entfällt der weitaus größte Teil der Leistung bei einem Druck von etwa 100 Torr auf η_v, nur ein geringer Prozentsatz auf η_{St} und noch weniger auf η_{Res}. Bei weiterer Vergrößerung des Druckes steigt infolge des großen η_v die Wandtemperatur stark an. Das führt dazu, daß eine neue Erscheinung eine wesentliche Rolle zu spielen beginnt: die thermische Ionisierung und die thermische Anregung. Bei letzterer spielt die stufenweise Anregung von Nichtresonanzlinien aus den gleichen Gründen, die bei etwas niedrigerem Druck eine langsamere Verkleinerung von η_{St} im Vergleich mit η_{Res} hervorrufen, eine überwiegende Rolle. Bei großen Stromdichten (mehrere Ampere bei Hg-Dampf) und bei höheren Drucken spielt die thermische Anregung eine immer größere Rolle. Im Zusammenhang damit nimmt der Anteil der Nichtresonanzstrahlung an der Gesamtbilanz der Entladungsleistung sehr stark zu, während η_{Res} wie bisher unbedeutend gering ist (bei Quecksilber ungefähr 1%). Boyle hat bei seinen Versuchen mit einer Hochdruckquecksilberröhre Bedingungen erreicht, bei denen die Strahlung der Nichtresonanzlinien 75% der gesamten Entladungsleistung ausmachten [1100].

Zum Diagramm der Abb. 149 weisen wir darauf hin, daß der verhältnismäßig kleine Anteil der Nichtresonanzstrahlung bei sehr großem Druck und geringer Stromdichte im Vergleich zu größeren Stromdichten sich aus der niedrigen Temperatur des Gases und folglich aus dem bedeutend kleineren Einfluß der thermischen Anregung erklärt.

Für die praktische Anwendung der Quecksilberdampfentladung als Lichtquelle bringt man zur Erleichterung der Zündung außer Quecksilber noch ein anderes Edelgas — gewöhnlich einige Torr Argon — in die Entladungsröhre. Es ist verständlich, daß bei einem ebenfalls geringen Quecksilberdampfdruck die Anwesenheit von Argon das Bild der Leistungsverteilung in der Entladung wesentlich verändert. Das Vorhandensein von Argon führt bei einer Atomkonzentration, die höher als die der Quecksilberatome ist, infolge der zahlreichen elastischen Stöße der Elektronen mit den Argonatomen zu einer bedeutenden Verlängerung des Zickzack-Weges, der von einem Elektron durchlaufen wird. Daher vergrößert sich auch die Zahl der Elektronenstöße mit den Quecksilberatomen und folglich auch die Zahl der anregenden Stöße. Wir sind also berechtigt, in grober Näherung etwa die gleiche Verteilung der aufgewandten Energie zu erwarten, wie sie aus dem Diagramm der Abb. 150 bei einem Druck von mehreren Torr folgt. Das Experiment zeigt jedoch, daß die Veränderung des Partialdruckes des Quecksilberdampfes, der verhältnismäßig klein gegenüber dem Gesamtdruck ist, den Anteil der Resonanzstrahlung stark beeinflußt. So beträgt bei einem Röhrendurchmesser von 3 cm und einer Stromstärke von 0,65 A der in bezug auf die Resonanzstrahlung optimale Druck des Quecksilberdampfes 0,01 Torr. Dies entspricht einem Quecksilbersattdampf von 40°C. Bei

[1]) Wir machen den Vorbehalt, daß die letzten Erwägungen lediglich qualitativen Charakter tragen. Die quantitative Lösung des Problems erfaßt nicht nur die Möglichkeit irgendeines Übergangs, sondern auch seine Wahrscheinlichkeit.

Temperaturen von 60 bzw. 20° C, was einem Druck des Quecksilbersattdampfes von 0,05 bzw. 0,001 Torr entspricht, ist die Intensität der Resonanzstrahlung bedeutend geringer. Man kann eine derartige Empfindlichkeit der Resonanzstrahlung in Abhängigkeit vom Prozentsatz des Quecksilberdampfes und das Auftreten eines Maximums folgendermaßen erklären: Die Verminderung des Partialdruckes des Quecksilberdampfes führt einerseits zur Verminderung der strahlenden Atome, andererseits führt die erhöhte Konzentration zur Erleichterung der Entladung durch unelastische Stöße zweiter Art von Quecksilberatomen mit metastabilen Atomen des Argons und folglich zur Verminderung des Längsgradienten E_z. Als Folge der Verkleinerung von E_z tritt eine Abnahme der Elektronentemperatur ein und damit eine Abnahme der Elektronenzahl, die die zur Anregung der Resonanzlinien notwendige kinetische Energie besitzt.

§ 8. Die quantitative Behandlung der Strahlung einer Gasentladung. Die Grundlagen der optischen Methode zur Ermittlung der inneren Parameter und Elementarprozesse einer Entladung

Die im vorherigen Paragraphen angeführten Erwägungen und Erklärungen haben qualitativen Charakter. Die Ausführungen beziehen sich auf die zwei großen Gruppen der Resonanzlinien und der übrigen Linien. Wie W. A. FABRIKANT zeigte, ist es möglich, eine quantitative Theorie der Strahlungsintensität verschiedener Spektrallinien aufzustellen und eine Berechnung nicht nur der relativen, sondern in einigen Fällen auch der absoluten Strahlungsintensität [1094, 2482][1]) durchzuführen.

Am einfachsten wird die Berechnung bei kleinen Entladungsstromdichten und bei niedrigem Gasdruck, wenn die sekundären Prozesse keine merkliche Rolle spielen und die Anzahl der von den Atomen emittierten Strahlungsquanten der Zahl der Anregungsvorgänge gleich ist. Dann läßt sich die Intensität I_ν der Spektrallinien angeben als

$$I_\nu = \alpha n h\nu, \tag{392}$$

wobei n die Konzentration der normalen Atome und der Koeffizient α die Zahl der Anregungsvorgänge αn wiedergibt.

Nach (392) hängt die Linienintensität dann, wenn nur eine Spektrallinie bei irgendeinem Übergang von einem Term bei gleichzeitigem Fehlen sekundärer Dämpfungsprozesse möglich ist, nicht von der Verweilzeit des Atoms im gegebenen angeregten Zustand und nicht von der Übergangswahrscheinlichkeit ab, sondern ausschließlich von der Anzahl der Anregungsvorgänge pro Sekunde. Wenn der gegebene Term für einige Elektronenübergänge als oberer Term erscheint, so gilt die Beziehung (392) nur für die integrale Intensität der Spektrallinien.

Für α gilt die Beziehung

$$\alpha = a N_e \int_{V_a}^{\infty} Q_{12}(V) F(V)\, dV. \tag{393}$$

Hier ist a eine Konstante, N_e die Anzahl der Elektronen pro Längeneinheit der Säule, V_a das Anregungspotential, V die Energie eines Elektrons in eV, $Q_{12}(V)$ der

[1]) Siehe das Literaturverzeichnis zur Strahlung von Gasentladungen in dieser Arbeit.

Wirkungsquerschnitt eines Atoms für Stöße erster Art bei der Energie V des stoßenden Elektrons, und $F(V)$ ist die Energieverteilungsfunktion der Elektronen.

$Q_{12}(V)$ wird sowohl durch die Anregungswahrscheinlichkeit bei jedem Stoß als auch durch die freie Weglänge des Elektrons bestimmt, für die es keine theoretisch begründete Darstellung gibt. Daher benutzte FABRIKANT eine Approximation, die der von N. D. MORGULIS [1101] für die Ionisierungsfunktion entwickelten entspricht,

$$Q_{12}(V) = Q_{12}(V_m)\frac{V - V_a}{V_m - V_a}\, e^{1-\frac{V-V_a}{V_m-V_a}}, \tag{394}$$

wobei V_m die Elektronenenergie im Maximum der Anregungsfunktion ist und $Q_{12}(V_m)$ aus den Versuchsdaten entnommen wird. Da die Differenz $V_m - V_a$ in den Nenner des Exponenten eingeht, gibt der Ausdruck (394) den Verlauf der Anregungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von V sowohl in der Nähe des Anregungsmaximums als auch im abfallenden Teil gut wieder. Ein Beispiel ist der Verlauf der Anregungswahrscheinlichkeit von Hg-Triplettniveaus und Hg-Singulettniveaus, für die $(V_m - V_a) \approx 1{,}5$ V und $(V_m - V_a) \approx 10$ V ist.

Setzt man in (393) für $F(V)$ die MAXWELLsche Verteilungsfunktion und für $Q_{12}(V)$ den Ausdruck (394) ein, so ergibt sich

$$\begin{aligned}\alpha n &= 1{,}8 \cdot 10^8 n N_e Q_{12}(V_m)\, T_e^{\frac{1}{2}} f_1(T_e, V_a, V_m) = \\ &= 1{,}8 \cdot 10^8 n N_e Q_{12}(V_m)\, T_e^{\frac{1}{2}} \frac{b-1}{b^3}\left[2 + b\frac{V_a}{T_e}\right] e^{-\frac{V_a}{T_e}},\end{aligned} \tag{395}$$

wobei

$$b = 1 + \frac{T_e}{V_m - V_a} \tag{396}$$

ist. T_e ist die Elektronentemperatur in Volt (für v_{eff}). Auf diese Weise kann für den betrachteten einfachen Fall unter Benutzung der Ausdrücke (392) und (395) die Intensität der gegebenen Spektrallinie bei Kenntnis von n, N_e, T_e, V_a und V_m bestimmt werden. Umgekehrt kann man bei Kenntnis der Intensität einiger Spektrallinien N_e und T_e sowie $Q_{12}(V_m)$ für ein gegebenes Gas bestimmen.

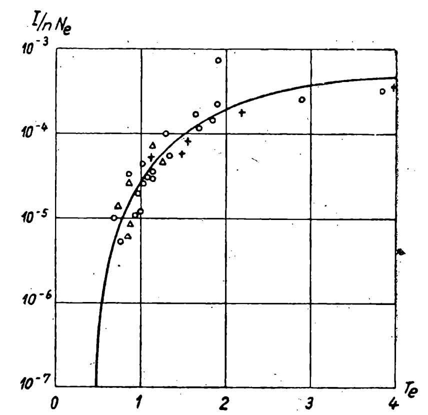


Abb. 151. Verlauf der Strahlungsintensität I der positiven Säule einer Natriumdampfentladung in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur T_e. n ist die Konzentration der neutralen Natriumatome, N_e die Konzentration der Elektronen

Die mit dieser Methode durchgeführte Berechnung der Intensität des ersten Resonanzdubletts von Na I in Abhängigkeit von der Temperatur des Elektronengases im Plasma stimmte gut mit den Versuchsdaten überein. In Abb. 151 sind diese Versuchsergebnisse für Na bei einem Dampfdruck von $2 \cdot 10^{-3}$ Torr durch Dreiecke, bei $4 \cdot 10^{-3}$ Torr durch Kreise und bei $6 \cdot 10^{-3}$ Torr durch Kreuze gekennzeichnet; die ausgezogene Kurve wurde theoretisch ermittelt.

Eine ähnliche Berechnung für die Resonanzlinien von Hg I führt zu folgenden Schlüssen: Im Gegensatz zu den früher gemachten Voraussetzungen [1102] ist in der Plasmastrahlung einer Quecksilberniederdruckentladung der Anteil der Linie 1850 Å sehr bedeutend. Bei sehr niedrigem Druck ist die gesamte Strahlungsintensität in dieser Linie vereinigt. Bei höherem Quecksilberdampfdruck wird die Intensität der Linie 1850 Å im Vergleich zur Intensität der Linie 2537 Å geringer. Als Ursache für die Veränderung des Intensitätsverhältnisses ist der bei sehr niedrigem Druck auftretende unterschiedliche Verlauf der Anregungsfunktion oder, genauer gesagt, der unterschiedliche Verlauf des Wirkungsquerschnittes $Q_{12}(V)$ in Abhängigkeit von V anzusehen. Umgekehrt tritt bei hohem Druck ein Unterschied in der Höhe des Anregungspotentials auf.

Die Ergebnisse der Intensitätsberechnung für die Linien 1850 Å und 2537 Å einer Quecksilberniederdruckentladung, die auf durch Sondenmessungen ermittelten Werten von N_e und T_e sowie auf den in der Literatur angegebenen Daten für $Q_{12}(V)$ [1101] und [1102] beruhen, sind im logarithmischen Maßstab als gestrichelte Kurven in Abb. 152 dargestellt. In den ausgezogenen Kurven ist die Dämpfung der angeregten Atome bei unelastischen Stößen zweiter Art mit den Elektronen berücksichtigt.

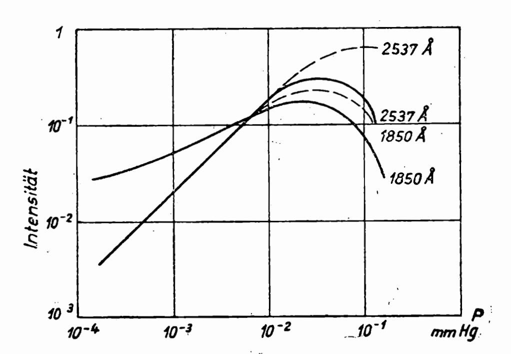


Abb. 152. Die rechnerischen Ergebnisse über den Einfluß des Druckes auf die Intensität der Hg I-Resonanzlinien

Das Zusammenfallen der gestrichelten und der ausgezogenen Kurven bei Drucken unter 10^{-2} Torr zeigt, daß die obenangeführte, in diesem Druckgebiet einfache, die sekundären Prozesse nicht erfassende Theorie durchaus anwendbar ist. Die gleichen Beziehungen haben auch für die relative Intensität der Singuletts und Tripletts bei Helium und Neon Gültigkeit. Von den anderen Folgerungen der Theorie heben wir folgende hervor: Die Intensität jeder Spektrallinie muß bei einem bestimmten Druck ein Maximum besitzen. Je höher V_a ist, um so niedriger ist der Druck, bei dem dieses Maximum eintritt. Für $\frac{V_a}{T_e} \gg 1$ ist das Intensitätsverhältnis zweier Linien, die eine Anregungsfunktion gleicher Form besitzen, proportional $e^{-\frac{V_{a_2} - V_{a_1}}{T_e}}$. Wenn zwei Linien nahe beieinander liegende Anregungspotentiale und ihre Anregungsfunktionen die gleiche Form besitzen, ist

$$\frac{I_{\nu_1}}{I_{\nu_2}} = \frac{Q_{12}(V_{m_1})}{Q_{12}(V_{m_2})} = \frac{g_1}{g_2}, \tag{397}$$

wobei g_1 und g_2 die statistischen Gewichte der oberen Terme dieser Linien sind, da nach der Quantenmechanik bei der Anregung durch langsame Elektronen das Verhältnis der Anregungswahrscheinlichkeiten zweier Terme dem Verhältnis ihrer statistischen Gewichte entspricht.

Als Anwendungsbeispiel von Formel (395) bei der optischen Untersuchung einer Gasentladung zeigen wir in Abb. 153 die experimentell gewonnenen Kurven für

die Intensität der Quecksilberlinien 5791 Å, 3906 Å und 3704 Å in Abhängigkeit von der Stärke eines in Richtung der Achse der Entladungsröhre wirkenden magnetischen Feldes und in Abb. 154 die aus diesen Kurven und der Formel (395) berechnete Abhängigkeit der mittleren Energie (Temperatur) der Elektronen von der magnetischen Feldstärke.

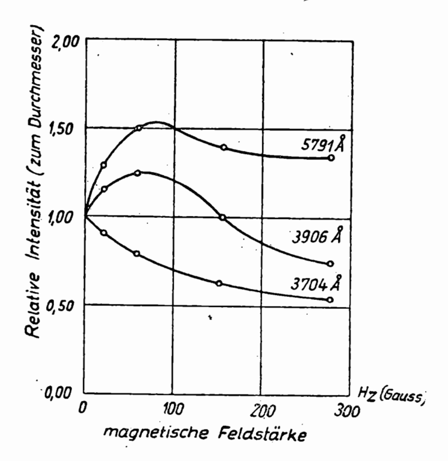


Abb. 153. Intensitätsverlauf der Hg I-Linien 5791 Å, 3906 Å und 3704 Å in Abhängigkeit von der magnetischen Längsfeldstärke

Abb. 154. Verlauf der Elektronentemperatur T_e in Abhängigkeit von der magnetischen Längsfeldstärke H_z. T_{e0} ist die Elektronentemperatur bei $H_z = 0$

Das Intensitätsverhältnis zweier Linien hängt nach (395) nur von der mittleren Energie der Plasmaelektronen und vom Verlauf der Anregungsfunktion ab, die, da N_e wegfällt, den Wert der Funktion $f_1(T_e, V_a, V_m)$ beeinflußt. Die Berechnung wird in diesem Falle noch dadurch vereinfacht, daß für die drei oben aufgezählten Linien $V_m - V_a \gg 1$ und die Anregungspotentiale V_a hohe Werte besitzen.

§ 9. Der Einfluß der Sekundärprozesse auf die Strahlung bei Gasentladungen

Die Strahlungstheorie der Gasentladung wird bedeutend komplizierter, wenn man die Sekundärprozesse nicht mehr außer acht lassen kann. Von diesen Prozessen üben die Stöße zweiter Art, die stufenweise Anregung und die Strahlungsdiffusion den größten Einfluß auf die Intensität der Spektrallinien aus [1103, 1107—1113].

Bei einer *Stufenanregung* mit nur einem Zwischenniveau muß die Formel (395) durch den Ausdruck

$$I_\nu = 1{,}8 \cdot 10^8 N_e T_e^{\frac{1}{2}} \left[n\, Q_{12}(V_m)\, f_1(T_e, V_a, V_m) + n_a\, Q_{12}(V_{ma})\, f_{1a}(T_e, V_{aa}, V_{ma})\right] \quad (398)$$

ersetzt werden. Hier ist n_a die Konzentration der angeregten Atome auf dem Zwischenniveau a, V_{ma} die in Volt ausgedrückte Elektronengeschwindigkeit, die

dem Wahrscheinlichkeitsmaximum des zweiten Anregungsvorgangs entspricht, $Q_{12}(V_{ma})$ der diesem Maximum entsprechende Wirkungsquerschnitt im Zustand a und V_{aa} das Anregungspotential der zweiten Stufe. Die Funktion f_{1a} hat im allgemeinen die gleiche Form für die zweite Stufe der Anregung wie f_1 für die erste. Die Anzahl der Atomkonstanten, die man bei Anwendung der Formel (398) kennen muß, ist größer als im Falle der direkten Anregung; außer $Q_{12}(V_m)$, V_m und V_a muß man noch $Q_{12}(V_{ma})$, V_{ma} und V_{aa} kennen. Außerdem ist zur Berechnung von I_ν die Kenntnis der Konzentration der angeregten Atome im Zustand a erforderlich.

Ist das Niveau metastabil und kann man die Stöße zweiter Art, die zum Abklingen des angeregten Zustandes führen, außer acht lassen, so wird das Problem etwas vereinfacht. Aber auch in diesem Falle hängt n_a, wie im vorhergehenden Paragraphen gezeigt wurde, nicht nur von n und T_e ab, sondern auch vom Verlauf der Wahrscheinlichkeit des ersten und auch des zweiten Überganges.

Ist der Zustand a nicht metastabil und ist ein spontaner Übergang desselben in den Grundzustand möglich, so hängt n_a nicht nur von der Wahrscheinlichkeit dieses Resonanzübergangs, sondern auch von der Reabsorption der Strahlung im Gas ab. Dann kann man n_a als eine Größe ansehen, die für die gegebene Entladung experimentell gleichzeitig mit T_e bestimmt wird. So kann man beispielsweise n_a bestimmen, indem man die Absorption der Strahlung im Gas mißt, für die der Zustand a das untere Niveau ist, oder indem man den Brechungskoeffizienten in der Nähe der Absorptionslinie und den Absorptionskoeffizienten im Bereich der Absorptionslinie bestimmt (beispielsweise durch die Methode von D. S. ROSHDESTWENSKI [1104]). Eine bequeme und einfache Methode zur Bestimmung von n_a ist die der Messung der Strahlungsabsorption in der Entladung. Dabei wird das Intensitätsverhältnis irgendeiner Linie, für die das gegebene metastabile Niveau ein unteres Niveau ist, bei der Beobachtung einmal längs und ein anderes Mal quer zur Entladungsröhre gemessen. Dieses Verhältnis ist eine eindeutige Funktion von n_a.

Liegt keine Stufenanregung vor, so ist die Intensität einer Spektrallinie nach (395) der Elektronenkonzentration proportional und eine ebenso stetig wachsende Funktion der Stromdichte i wie N_e. Die Beziehung (398) zeigt, daß beim Vorhandensein einer Stufenanregung die Intensität I_ν schneller wächst als N_e. Trägt man I_ν in Abhängigkeit von N_e auf, so kann man sofort entscheiden, ob eine Stufenanregung stattfindet oder nicht. Im zweiten Fall ergibt die graphische Darstellung eine gerade Linie, die durch den Koordinatenursprung geht. Das Experiment zeigt, daß n_a in vielen Fällen N_e proportional ist. Dann nimmt (398) die Gestalt von

$$I_\nu = A N_e + B N_e^2 \tag{399}$$

an. Eine der Beziehung (399) entsprechende graphische Darstellung der Gesamtintensität der Hg I-Tripletts (5641 Å, 4358 Å und 4047 Å) in Abhängigkeit von N_e wird in Abb. 155 gezeigt. Auf der Abszissenachse sind die Stromstärken für verschiedene Punkte der Kurve aufgetragen. Die Tangente Ob am Koordinatenanfang (gestrichelte Gerade) entspricht dem ersten Term des rechten Teils der Gleichung (399). Die Kurve Oa und die Gerade Ob unterscheiden sich um den Wert des zweiten Gliedes, der der Anzahl der sekundären Anregungen entspricht. Stellt man diese Differenz als Funktion von N_e^2 dar, so erhält man eine gerade Linie (Abb. 156). Aus ihrem Neigungswinkel kann man n_a bestimmen, wenn $Q_{12}(V_{ma})$ bekannt ist, oder man bestimmt $Q_{12}(V_{ma})$, wenn n_a bekannt ist; V_{ma} läßt sich leicht aus der Anregungsfunktion bestimmen.

Beim Quecksilberspektrum kann man aus dem Verlauf dieser Funktion schließen, ob man es mit einem Interkombinationsübergang (von einem Singulett- zu einem Triplett-Term oder umgekehrt) zu tun hat oder mit einem Übergang, der nicht von der Veränderung der Elektronenspinrichtung (Übergang innerhalb der Singulett-Terme oder der Triplett-Terme) begleitet ist. Im ersten Falle ist $V_{ma} - V_{aa} \approx 1{,}5$ V, im zweiten Fall ist $V_{ma} - V_{aa} \approx 10$ V. Bei einer Stufenanregung im Quecksilberdampf, die den Übergängen $6\,^1S_0 - 6\,^3P_{012}$ und $6\,^3P_{012} - 7\,^3S_1$ entspricht, ist

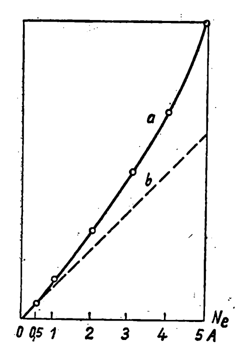


Abb. 155. Einfluß der Elektronenkonzentration N_e auf die Gesamtintensität der Hg I-Tripletts 5641 Å, 4358 Å, 4047 Å

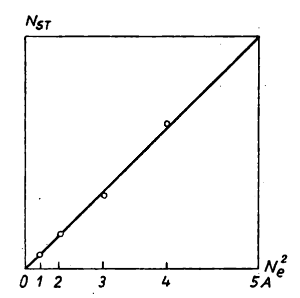


Abb. 156. Die Anzahl der Stufenanregungen N_{St} in Abhängigkeit vom Quadrat der Elektronenkonzentration N_e^2 bei den Hg I-Tripletts im sichtbaren Gebiet

$Q_{12}(V_{ma})$ viel größer als $Q_{12}(V_m)$. Die große Bedeutung der Stufenanregung erklärt sich hauptsächlich durch diesen Umstand. Das erste Glied der Beziehung (399) gibt die Möglichkeit, T_e ebenso wie aus (395) zu bestimmen.

Wenn I_ν keine quadratische Funktion von N_e ist, dann ist es verständlich, daß wir berechtigt sind, I_ν in Form von

$$I_\nu = A N_e + F(N_e) \tag{400}$$

darzustellen, wobei $F(N_e)$ irgendeine Funktion von N_e ist, deren analytischer Ausdruck uns auch unbekannt sein kann. Erfolgen bei der Strahlung einer gegebenen Linie keine anderen sekundären Prozesse außer der Stufenanregung, so hat der Koeffizient A auch in diesem Falle die gleiche Form wie eben in der Formel (399) und kann graphisch gefunden werden durch Anlegen einer Tangente im Koordinatenursprung an die experimentell ermittelte Kurve $I_\nu = f(N_e)$. Da aus A die Elektronentemperatur T_e wie vorhin bestimmt wird, so können wir das eben Dargelegte als ein zusätzliches Beispiel zur Anwendung der optischen Methode der Bestimmung der inneren Parameter bei elektrischen Gasentladungen betrachten.

Wir bemerken hier beiläufig, daß die Formeln (395) und (398) in dieser Form nur dann anwendbar sind, wenn eine MAXWELLsche Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten vorliegt, d. h. nur auf ein Plasma, da bei diesen Formeln für $F(V)$ in (393) eine MAXWELL-Verteilung angenommen wurde. Um die gleiche Methode auf andere Gebiete einer Entladungsstrecke anwenden zu können, müßte man die

ihnen entsprechenden Verteilungsgesetze kennen. Vorerst kann man aber sagen, daß die Beziehung (393) durch Einsetzen eines beliebig angenommenen Verteilungsgesetzes für $F(V)$ zur Prüfung dafür dienen kann, inwieweit dieses Gesetz der Wirklichkeit entspricht oder von ihr abweicht.

Ein anderer sekundärer Prozeß, der ebenso wie die Stufenanregung bedeutenden Einfluß auf die Strahlungsintensität einer Gasentladung ausübt, ist der der Auslöschung angeregter Zustände durch unelastische Stöße zweiter Art. Dieser Einfluß wächst mit zunehmender Konzentration n_a der angeregten Atome, die eng mit der Verweilzeit eines Atoms im angeregten Zustand verbunden ist. Infolge der Reabsorption der Strahlung bei der Entladung besitzt die individuelle Lebensdauer eines einzelnen angeregten Atoms keine wesentliche Bedeutung, sondern nur die effektive bzw. gesamte Lebensdauer des angeregten Zustandes im Gas, die durch den Diffusionsprozeß der Strahlung bedingt wird.

Außer von der Verweilzeit im angeregten Zustand und der Strahlungsdiffusion wird die Konzentration der angeregten Atome durch folgende Prozesse bedingt: 1. Die Anregung durch unelastische Stöße erster Art zwischen Elektronen und normalen Atomen, 2. die Prozesse der Stufenionisierung und -anregung, 3. die Bildung und die Auslöschung der angeregten Atome durch Stöße zweiter Art von Elektronen mit Atomen, 4. die Diffusion der angeregten Atome und auch die Strahlungsdiffusion zu den Wandungen und Elektroden, 5. die Prozesse der Bildung von Molekülionen beim Stoß zweier angeregter Atome und ähnliche Prozesse. Wenn auch nicht alle diese Prozesse den gleichen Einfluß auf die Konzentration n_a haben, und wenn man auch einige von ihnen, ohne einen besonderen Fehler zu begehen, außer acht lassen kann, so ist die Bestimmung der Konzentration der angeregten Niveaus trotzdem noch ziemlich kompliziert, sogar im Falle metastabiler Atome, wenn die Erfassung der spontanen Übergänge in den Grundzustand und die Berücksichtigung der Strahlungsdiffusion wegfallen. Wie FABRIKANT zeigte [1094, 1107], kann man bei der Lösung dieses Problems in erster Näherung die Stufenionisierung und die Stufenanregung außer acht lassen, weil diese Prozesse die Konzentration der angeregten Atome bedeutend weniger beeinflussen als die Auslöschung durch Stöße zweiter Art. Ganz grob kann man etwa sagen, daß bei Stößen zweiter Art Elektronen mit beliebigen, jedoch nach der Beziehung von KLEIN und ROSSELAND (siehe S. 164), vor allem mit kleinen Geschwindigkeiten teilnehmen. Während für die Ionisierung verhältnismäßig große Geschwindigkeiten erforderlich sind, geht die Anregung in erster Linie bei Geschwindigkeiten vor sich, die etwa dem Maximum der Funktion $Q_{12}(V_{ma})$ entsprechen.

FABRIKANT läßt die unter Punkt 5 angeführten Prozesse außer acht, und von den unter Punkt 3 angeführten Prozessen berücksichtigt er nur diejenigen, die den Übergängen von metastabilen Atomen in den Grundzustand entsprechen. Dabei kommt er zu der Ausgangsgleichung

$$D_a\left(\frac{\partial^2 n_a}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial n_a}{\partial r}\right)+\alpha_a n\, n_e=\beta_a n_a n_e+\gamma_a n_a. \tag{401}$$

Hier ist D_a der Diffusionskoeffizient metastabiler Atome, n_e die Elektronenkonzentration im Abstand r, bezogen auf die Konzentration in der Achse, α_a die Wahrscheinlichkeit für Stöße erster Art zwischen den Elektronen und den neutralen Atomen in der Achse der Entladungsröhre, β_a die Auslöschungswahrscheinlichkeit metastabiler Atome durch Stöße zweiter Art mit den Elektronen in der Achse

und γ_a die Wahrscheinlichkeit ebensolcher Stöße mit nicht angeregten Atomen in der Achse. Unter Wahrscheinlichkeiten versteht man hier in Analogie mit optischen Wahrscheinlichkeiten Zahlen der entsprechenden Stöße erster oder zweiter Art einer Teilchensorte pro Zeiteinheit. Die linke Seite von (401) entspricht der Zunahme der metastabilen Atome infolge ihrer Diffusion von der Röhrenachse zu den Wandungen (erste Komponente) und der Anregung metastabiler Zustände durch Stöße erster Art (zweite Komponente); die rechte Seite entspricht den unelastischen Stößen zweiter Art metastabiler Atome mit Elektronen (erste Komponente) und mit Atomen (zweite Komponente). Wenn $\gamma_a \gg \beta_a$, d. h., wenn die Auslöschung metastabiler Atome hauptsächlich durch Stöße mit den Atomen eines dem Hauptgas beigemengten Gases vor sich geht, so hat die Lösung der Gleichung (401) mit den Randbedingungen $\left(\frac{\partial n_a}{\partial r}\right)_{r=0} = 0$, $n_{a_{r=R}} = 0$, wobei R der Halbmesser der Entladungsröhre ist, die Form

$$n_a(r) = n_a(0)\, I_0\left(2{,}405\, \frac{r}{R}\right), \tag{402}$$

wobei I_0 die BESSEL-Funktion nullter Ordnung ist und die Konzentration der metastabilen Atome in der Achse der Röhre durch die Beziehung

$$n_a(0) = \frac{\alpha_a n}{\gamma_a + \frac{(2{,}405)^2 D_a}{R^2}} \tag{403}$$

ausgedrückt wird.

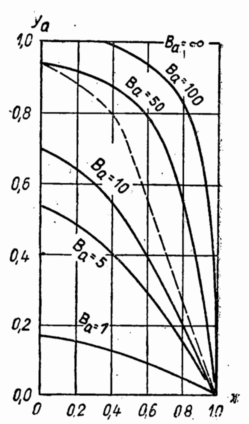


Abb. 157. Verteilung der metastabilen Atome über den Entladungsquerschnitt

Wenn $\gamma_a \ll \beta_a$, d. h., wenn die Stöße zweiter Art vor allem durch Elektronen erfolgen, was bei großer Stromdichte und sehr geringer Konzentration der Gasbeimischung eintritt, so ist die Lösung komplizierter und führt auf graphischem Wege zu den Kurven der Abb. 157. In dieser Abbildung ist auf der Ordinatenachse die *reduzierte Konzentration* Y_a aufgetragen, die dem Verhältnis der Konzentration der metastabilen Atome unter den gegebenen Bedingungen zur Konzentration von n_{aB}, die sich nach dem BOLTZMANN-Theorem im statistischen Gleichgewicht einstellt, entspricht. Auf der Abszissenachse ist das Verhältnis $x = \frac{r}{R}$ aufgetragen. Der Parameter B_a in der Abbildung entspricht dem Ausdruck $\frac{\beta_a R^2}{D_a}$. Dieser ist bedingt durch die Wahrscheinlichkeit der Stöße zweiter Art in Abhängigkeit vom Diffusionskoeffizienten D_a. Die gestrichelte Linie stellt den Verlauf der BESSEL-Funktion nullter Ordnung für $n_a(0)$ und $B_a = 50$ dar.

Bei kleinen B_a, wenn die Vernichtung der metastabilen Atome überwiegend durch eine Diffusion zu den Wandungen geschieht ($B_a < 10$), unterscheidet sich die Verteilungskurve der metastabilen Atome längs des Radius wenig von der Verteilung nach der BESSEL-Funktion. Bei $B_a = 50$ beobachtet man schon eine starke Abweichung von dieser Funktion. Für $B_a \gg 100$ kann man die Form

$$Y_a = 1 - \frac{I_0(\sqrt{B_a}\, x)}{I_0(\sqrt{B_a})} \tag{404}$$

benutzen, wobei I_0 eine BESSEL-Funktion mit rein imaginärem Argument ist. Unter den obigen Annahmen sind für $B_a \to \infty$ die Stöße erster und zweiter Art mit Elektronen die einzigen Elementarprozesse, die die Konzentration n_a bedingen. Bei einer stationären Entladung muß zwischen diesen beiden Prozessen ein Gleichgewichtszustand eintreten. n_a ist im gesamten Querschnitt der Röhre konstant und wird durch das BOLTZMANN-Gesetz bestimmt. Dann ist $Y_a = 1$ und entspricht bei beliebigen x der oberen waagerechten Geraden in Abb. 157.

Da die Konzentration n_a eng mit der Verweilzeit der Atome im angeregten Zustand zusammenhängt, so ist die Feststellung der Tatsache, daß die Stöße zweiter Art indirekten Einfluß auf die durch die Diffusion bedingte Lebensdauer der angeregten Atome besitzen, ein wichtiges Ergebnis dieser Lösung. Deshalb müssen die Berechnungen, die von der additiven Wirkung der zur Vernichtung der metastabilen Atome führenden beiden betrachteten Ursachen — die Diffusion zu den Wandungen und die Stöße zweiter Art — herrühren, bei großem Einfluß durch Stöße zweiter Art zu ungenauen Ergebnissen führen.

Sämtliche bisher kurz beschriebenen Berechnungen beziehen sich auf die Konzentration der metastabilen Atome. Für nicht metastabile angeregte Atome wird die Berechnung ihrer Konzentration in der Entladung durch die notwendige Berücksichtigung der Strahlungsdiffusion — oder wie manchmal gesagt wird, durch die Absorption der Strahlung innerhalb der Entladung — stark erschwert. Da der Entladungsvorgang längs der Röhrenachse nicht mit dem in den äußeren Schichten identisch ist, so wird die Linienform der Strahlung in der Röhrenachse, infolge der Strahlungsabsorption in den äußeren Schichten, nicht gleich sein. Dieser Umstand wirkt sich stark auf die Reabsorptionserscheinung aus, doch ist es schwierig, ihn zu erfassen.

Schon COMPTON wies auf die Analogie zwischen der Diffusion der Strahlungsquanten und der gewöhnlichen Diffusion von Atomen und Molekülen in einer Entladung hin [1105]. MILNE und späterhin FABRIKANT präzisierten diese Analogie[1]). Es erwies sich, daß in einer ganzen Reihe praktisch wichtiger Fälle die Konzentration der nicht metastabilen angeregten Atome ebenso berechnet werden kann wie die der metastabilen, wenn man in einer der Gleichung (401) analogen Gleichung für D_a den Koeffizienten D_r der Strahlungsdiffusion

$$D_r = \frac{1}{3k^2\tau} \tag{405}$$

einsetzt, wobei τ die mittlere Lebensdauer eines einzelnen angeregten, strahlenden Atoms und k der Absorptionskoeffizient der Strahlung im Gas ist. In Analogie zu dem näherungsweisen Ausdruck für den gewöhnlichen gaskinetischen Diffusionskoeffizienten $D = \lambda v/3$ spielt der Faktor $\frac{1}{k}$ im Ausdruck (405) die Rolle der mittleren freien Weglänge λ, τ die Rolle der freien Flugdauer, während $\frac{1}{k\tau} = \frac{\lambda}{\tau} = v$ die Rolle der mittleren Geschwindigkeit spielt.

Eine genauere Betrachtung zeigt, daß D_a durch D_r ersetzt werden kann, wenn

$$\tau \varrho \ll n_a \tag{406}$$

gilt, wobei ϱ die Differenz zwischen der Anzahl von Stößen erster und zweiter Art pro Sekunde oder, was dasselbe bedeutet, gleich der Bildungsgeschwindigkeit der

[1]) Siehe [1188, 1189].

angeregten Atome infolge nichtoptischer Prozesse $-\left(\frac{\partial n_a}{\partial t}\right)_{\text{nichtoptisch}}$ ist; $\tau\varrho$ ist die Konzentration der angeregten Atome, die sich ohne Strahlungsabsorption einstellen würde. Daher ist die Ungleichung (406) der Aussage äquivalent, daß die effektive Lebensdauer der angeregten Atome in der Entladung um ein Vielfaches größer ist als die von isolierten Atomen. Das ist bei genügend großer Intensität der entsprechenden Strahlung in der Entladung der Fall. Bei kleinen Strahlungsdichten muß eine kompliziertere Theorie angewandt werden.

Eine konsequente Weiterentwicklung der Theorie führt noch zu folgenden Schlüssen [1094]. Die Verteilung strahlender Atome über den Radius r unterscheidet sich stärker von der BOLTZMANNschen Gleichgewichtsverteilung als die Verteilung metastabiler Atome. Bei schwacher Auslöschung und konstantem Druck ist die sich einstellende Konzentration der strahlenden Atome dem Verhältnis aus Stromdichte und Röhrenhalbmesser proportional. Die Auslöschung von angeregten Atomen durch Stöße zweiter Art ist nur im Gültigkeitsbereich der Ungleichung (406) bemerkbar.

Was die Strahlungsintensität irgendeiner Spektrallinie anbelangt, so ist die Intensität I_A bei auslöschenden Stößen zweiter Art mit der Intensität I_ν der gleichen Linie ohne Auslöschung durch die Beziehung

$$I_A = I_\nu \frac{A_r}{A_r + B} \tag{407}$$

verbunden, wobei A_r die effektive Emissionswahrscheinlichkeit, B dagegen die Wahrscheinlichkeit der auslöschenden Prozesse ist. Die Bestimmung der Größe A_r ist sehr kompliziert. Deshalb ist es vorzuziehen, die Berechnung der Strahlungsintensität beim Auftreten von Stößen zweiter Art auf folgendem Weg vorzunehmen: Bei einer stationären Entladung fordert die Energiebilanz der Strahlung, daß I_A gleich der Differenz der Energien ist, die einerseits für Stöße erster Art aufgewandt und andererseits durch die auslöschenden Stöße zweiter Art wieder verausgabt werden. Folglich kann man für den Fall $\gamma_a \ll \beta_a$, wenn man mit einer zylindrischen Entladungsröhre arbeitet, folgende Gleichung angeben:

$$I_A = \left\{\alpha n - 2\pi \int_0^R \beta_a n_a(r)\, r\, dr\right\} h\nu\,. \tag{408}$$

Kennt man die Konzentrationsverteilung der strahlenden Atome, so kann man hieraus I_A berechnen. Mit dieser Methode sind die ausgezogenen Kurven der Abb. 152 berechnet worden.

Sowohl die Stöße zweiter Art als auch die Strahlungsdiffusion beeinflussen stark die Intensität der Linien, die nicht dem Übergang in den Grundzustand, sondern dem Übergang in irgendeinen anderen Zustand entsprechen. Besitzen einige Linien ein gemeinsames oberes Energieniveau, so führt eine Reabsorption, auch wenn keine Auslöschung vorliegt (geringe Stromdichte, reines Gas), zu einer Verlagerung der Intensität bei diesen Linien. Je höher das Anregungsniveau ist, von dem aus der dieser Linie entsprechende energetische Übergang vor sich geht, desto höher ist die Stromdichte und desto größer ist der Druck, bei dem die Auslöschung durch Stöße zweiter Art beginnt.

Wenn in einer Entladung die Zahl der elementaren Auslöschungsprozesse eines bestimmten Niveaus infolge von Stößen zweiter Art dermaßen anwächst, daß durch

diese Stöße die Verweilzeit eines Atoms in diesem Zustand und folglich auch die Konzentration n_a der angeregten Atome bestimmt wird, so haben wir es annähernd mit einem statistischen Mikrogleichgewichtszustand zwischen den Stößen erster und zweiter Art in bezug auf das gegebene Energieniveau zu tun. Das leuchtende Gas in einem solchen Zustand erhielt den Namen BOLTZMANN-*Strahler* [1106]. Die Berechnung der Strahlungsintensität irgendeiner Spektrallinie, für deren oberes Energieniveau ein solches Mikrogleichgewicht existiert, vereinfacht sich wiederum, da die Konzentration der angeregten Atome auf dem oberen Niveau nach der BOLTZMANN-Formel bestimmt werden kann. I_ν wird

$$I_\nu = n \frac{g_a}{g} e^{-\frac{eV_a}{kT_e}} A_\nu h\nu , \tag{409}$$

wobei g_a und g die statistischen Gewichte des angeregten und des Grundzustandes und A_ν die Wahrscheinlichkeit der spontanen Emission eines Quants $h\nu$ durch ein Gasteilchen beim Fehlen von Auslöschungsprozessen sind.

Wenn im Gas Beimischungen in kleinen Mengen vorhanden sind und diese die Ursache einer Strahlung sind, so erfordert die genaue Berechnung der Intensität I_ν die Berücksichtigung der Ionisierung dieser Beimischungen, da die Ionisierung die Konzentration n der sich im Grundzustand befindenden Beimischungsatome bedeutend herabzusetzen vermag und somit auch I_ν vermindern kann. Eine weitere Schwierigkeit bei Anwendung der Formel (409) besteht darin, daß bei Entladungstypen, die sich als BOLTZMANN-Strahler behandeln lassen, die Gastemperatur längs der Entladungsachse viel größer ist als an den Wandungen der Röhre. Daher ergibt die Messung der Strahlungsintensität senkrecht zur Röhrenachse eine Gesamtstrahlung, die sich aus den Strahlungen verschiedener Gasschichten mit verschiedenen Temperaturen zusammensetzt.

Bei hohem Druck und großer Entladungsstromdichte wird, wie wir in den entsprechenden Kapiteln sehen werden, die Temperatur des Elektronengases in der eingeschnürten positiven Säule gleich der Gastemperatur. Da diese Temperatur genügend hoch ist, nehmen sämtliche Anregungsprozesse den Charakter einer *thermischen Anregung* an. Ferner darf man bei einem solchen Entladungstyp infolge der verstärkten Wechselwirkung aller Gaspartikel sowohl untereinander wie auch mit den Lichtquanten und infolge der Verkopplung all dieser Wechselwirkungen die Konzentration der angeregten Teilchen eines bestimmten Energieniveaus nicht mehr allein als Ergebnis des Mikrogleichgewichtes betrachten, bei dem die unangeregten Partikel aus dem Grundzustand in ein bestimmtes Energieniveau durch Stöße erster Art überführt werden und die Stöße zweiter Art die Rückkehr in den Grundzustand bewirken. Die Entladung hört auf, ein BOLTZMANN-Strahler zu sein, und nimmt die Eigenschaften eines *schwarzen Strahlers* an. Die relative Intensität der stärksten Spektrallinien entspricht in diesem Falle dem PLANCKschen Strahlungsgesetz für die gegebene Temperatur. Dieser Umstand führt noch zu einer weiteren optischen Methode zur Bestimmung der Gastemperatur in einer eingeschnürten positiven Säule, wobei gewöhnlich zur Vereinfachung der Berechnung an Stelle der PLANCKschen Formel (360) die von WIEN in Form von

$$I_\lambda = \frac{3{,}7 \cdot 10^{-5}}{\lambda^5} e^{-\frac{1{,}43}{\lambda T}} \Delta\lambda \tag{410}$$

angewandt wird, wobei I_λ die Strahlungsintensität irgendeiner Linie der Oberfläche der positiven Säule in erg/s · cm und $\Delta\lambda$ die effektive Breite der Spektrallinie ist.

Die Nachprüfung der Beziehung (410) wurde für eine Hochdruckquecksilberdampfentladung durchgeführt und zeigte, daß sich unter diesen Bedingungen die Strahlung einer eingeschnürten Quecksilberdampfentladung tatsächlich der eines schwarzen Strahlers (bezüglich der intensivsten Linien) nähert und sich ihren Eigenschaften nach schon sehr von der eines BOLTZMANN-Strahlers unterscheidet.

Im Zusammenhang mit der Reabsorption der Strahlung in einer Entladung ist die räumliche Verteilung der Strahlungsintensität von Interesse. Bei sehr kleinem Absorptionskoeffizienten erreicht die von einem beliebigen Gasvolumen gleichmäßig in alle Richtungen ausgesandte Strahlung ungehindert die Röhrenwandungen.

Wir nehmen an, die Rohrwandung sei mit einem undurchsichtigen Überzug bedeckt, in dem ein Fenster AB der Fläche ds offen gelassen wird (Abb. 158, Längsschnitt durch die Röhrenachse). Ist die Entladung im gesamten Röhrenvolumen gleichmäßig, so hängt die Intensität der Strahlung des Fensters AB in irgendeiner Richtung ausschließlich von dem Volumen innerhalb der Röhre ab, aus dem die Strahlung einer bestimmten Richtung in das Fenster AB fällt. Da die Flächen ABD_1C_1, ABD_2C_2 usw. für beliebige Winkel φ zwischen der Oberflächennormalen und der gewählten Richtung einander gleich sind, so sind auch die entsprechenden Volumina einander gleich. Folglich hängt dann die Intensität der Strahlung irgendeines Elementes der Röhrenoberfläche nicht vom Winkel φ ab. Wenn aber der Absorptionskoeffizient für die Strahlung im Gas sehr groß ist und jede Schicht des Gases die ankommende Strahlung gleichsam vollständig absorbiert und sie danach wiederum ausstrahlt (Strahlungsdiffusion), so gelangt in den äußeren Raum tatsächlich die Strahlung einer lediglich sehr dünnen Schicht des am Fenster AB befindlichen Gases. In diesem Fall haben wir es mit einem Körper zu tun, der alle auf ihn fallenden Strahlen einer gegebenen Wellenlänge absorbiert. Deshalb entspricht die räumliche Verteilung der Intensität der Strahlung des schwarzen Körpers, d. h., sie wird durch das LAMBERTsche Cosinusgesetz bestimmt.

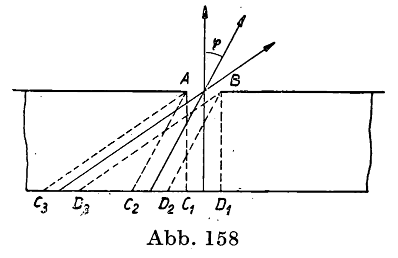


Abb. 158

In der Lichttechnik wird eine Lichtquelle durch die räumliche Lichtverteilung charakterisiert. Man erhält eine solche Charakteristik, indem man auf den Geraden, die vom strahlenden Zentrum ausgehen, die entsprechende Lichtintensität abträgt und die Endpunkte miteinander verbindet. Im ersten der oben betrachteten Fälle hat die Lichtverteilung die Form eines Kreises, dessen Mittelpunkt in der Mitte des Fensters AB liegt (Abb. 158), im zweiten Falle (LAMBERTsches Cosinusgesetz) berührt er die Gerade AB. In Abb. 159 sind diese Kreise durch eine gestrichelte Linie im linken Teil der Zeichnung gezeigt; dem ersten Fall entspricht der Halbkreis 1, dem zweiten der Kreis 2. Im rechten Teil der Abb. 159 geben die ausgezogenen Kurven die experimentell ermittelte Lichtverteilung einer Neonröhre (a) und die einer Natriumröhre (b) wieder. Die von einer Neonentladung ausgestrahlten Linien entsprechen etwa dem Energieniveau der tiefsten metastabilen Zustände. Die Konzentration dieser Atome ist im Vergleich zur Konzentration der normalen Atome nicht groß, und die Strahlungsreabsorption in der Entladung ist verhältnismäßig unbedeutend. In Natriumdampf ist das tiefste Energieniveau, das die

D-Linie ausstrahlt, ein einfacher Term, und alle normalen Atome nehmen an der Absorption der Strahlung teil. Deshalb entspricht die Lichtverteilung einer Natriumröhre fast völlig dem LAMBERTschen Cosinusgesetz. Die Lichtverteilung einer Neonröhre nähert sich dem Fall 1 (Abb. 159).

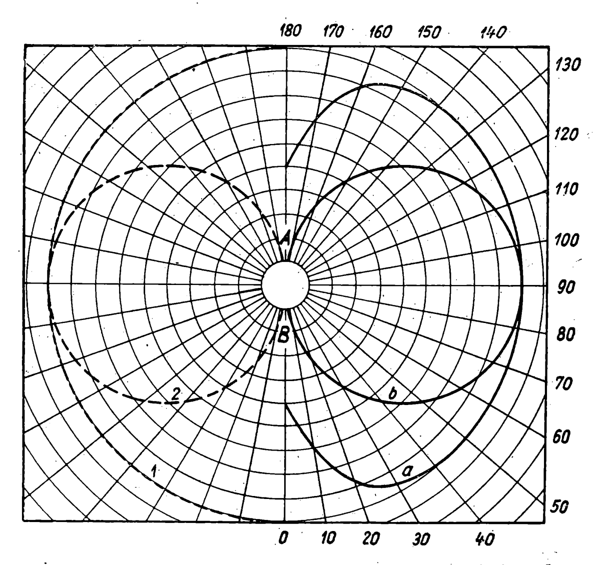


Abb. 159. Lichtverteilung unter verschiedenen Winkeln zur Achse der positiven Säule. Kurve *a*: Neonentladung mit kleiner Absorption; Kurve *b*: Natriumdampfentladung mit großer Strahlungsabsorption im Bereich der Entladungsröhre

§ 10. Die Spektren von Na I, He I, He II

Wie wir beim Termschema (Abb. 147) gesehen haben, ist das Spektrum von Na I viel einfacher als das Spektrum von Hg I (Abb. 148). Sämtliche in diesem Schema gezeigten Linien passen in die 1. oder 2. Hauptserie, die 2. Nebenserie, die 1. Nebenserie und die Fundamentalserie. Die Anzahl dieser Linien ist gering. Ein spezifisches Merkmal des Spektrums von Na I ist, daß die Intensität der gelben Dublettlinie von Na I, der sogenannten Linien D_2 5889,96 Å und D_1 5895,93 Å, viel größer ist als die Intensität jeder beliebigen anderen Linie desselben Spektrums, besonders in seinem sichtbaren Teil. Daher erklärt sich die Einfarbigkeit einer Natriumentladung. Das Termschema von Na I wie auch das aller Alkalimetalle unterscheidet sich von dem für Hg I durch das Fehlen metastabiler Niveaus.

In den Abb. 160 und 161 zeigen wir die Termschemata von He I. Im Spektrum von He I wird das Interkombinationsverbot streng eingehalten. Die Resonanzlinien von He I liegen im sehr entfernten ultravioletten Gebiet und stellen die ersten Linien der einfachen Hauptserie des Paraheliums $1\,{}^1S_0 - m\,{}^1P_1$ mit den Wellenlängen 584 Å, 537 Å, 522 Å und 516 Å dar. Die Niveaus $1s\,2s\,{}^3S_1$ und $1s\,2s\,{}^1S_0$ sind metastabil mit einer Anregungsspannung von 20,55 V und 19,77 V.

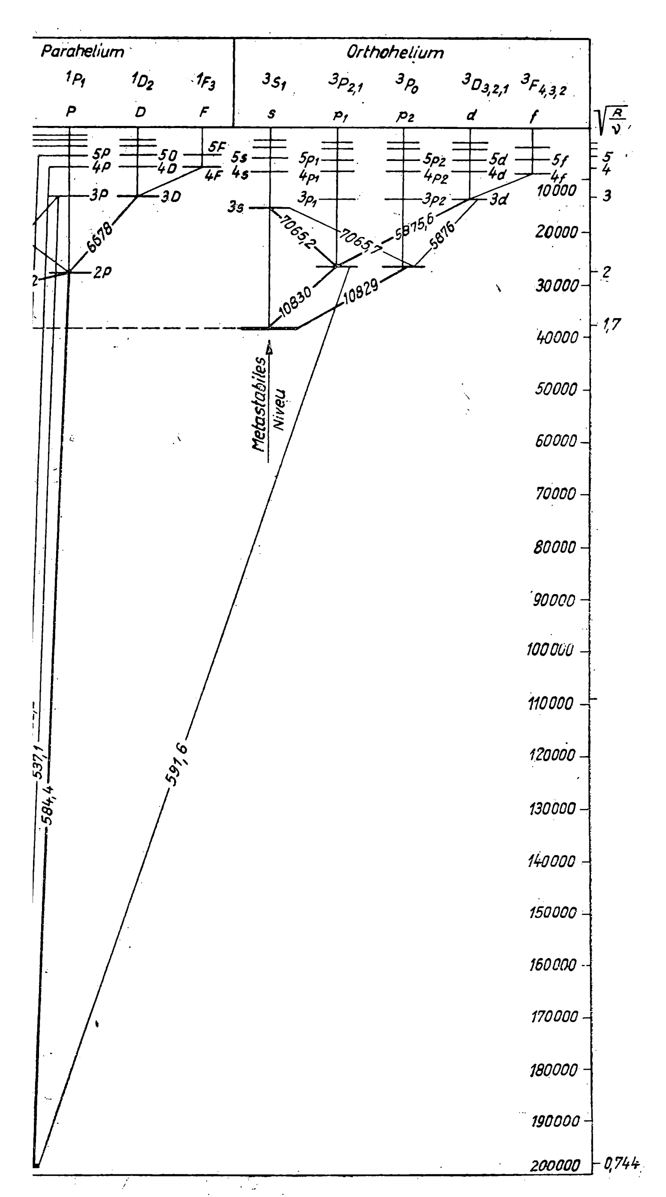


Abb. 160. Termschema von He I

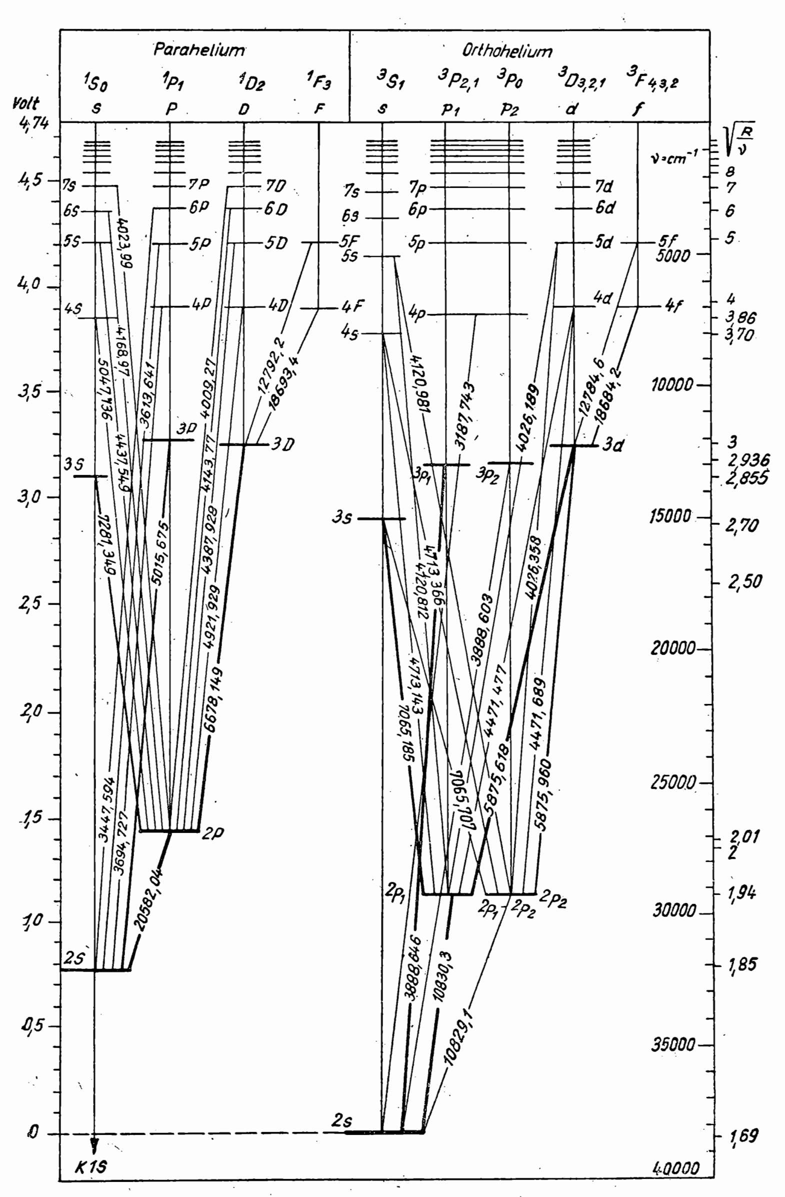


Abb. 161. Termschema von He I

Die intensivsten Linien im sichtbaren Teil des Heliumspektrums sind: die gelbe Dublettlinie $1s\,2p\,^3P_0 - 1s\,3d\,^3D_1$ 5876,0 Å und $1s\,2p\,^3P_1 - 1s\,3d\,^3D_1$ 5875,6 Å, die orangefarbenen und roten Linien $1s\,2p\,^3P_1 - 1s\,3s\,^3S_1$ 7065,19 Å, $1s\,2p\,^1P_1 - 1s\,3d\,^1D_2$ 6678,15 Å, $1s\,2p\,^1P_1 - 1s\,3s\,^1S_0$ 7281,35 Å, die hellblaue $1s\,2p\,^1P_1 - 1s\,4d\,^1D_2$ 4921,93 Å und die violetten $1s\,2p\,^3P_2 - 1s\,4d\,^3D_3$ 4471,48 Å, $1s\,2p\,^3P_{21} - 1s\,5d\,^3D_{321}$ 4026,19 Å und eine Reihe anderer, schwächerer Linien.

Im infraroten Teil des Spektrums ist die Triplettlinie der zweiten Hauptserie[1]) $1s\,2s\,^3S_1 - 1s\,2p\,^3P_1$ 10830 Å, die mit der schwächeren Linie des gleichen Tripletts $1s\,2s\,^3S_1 - 1s\,2p\,^3P_0$ 10829 Å zusammenfällt, sowie die erste Linie der 2. Singulettserie $1s\,2s\,^1S_0 - 1s\,2p\,^1P_1$ 20581,04 Å ziemlich intensiv. Deshalb wird eine He-Entladung manchmal als Quelle infraroter Strahlung angewandt.

Im ultravioletten Teil des Spektrums gibt es nur eine intensive Linie $1s\,2s\,^3S_1 - 1s\,3p\,^3P_2$ 3888,65 Å. Im Gebiet von $\lambda = 2500$ Å bis $\lambda = 600$ Å gibt es im Spektrum von He I keine Linien.

Das Spektrum von He II (α-Teilchen + ein Elektron) wird von der Formel

$$\nu = Z^2 R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \qquad m = n + 1,\ n + 2 \qquad \text{usw.} \tag{411}$$

erfaßt.

Diese Formel ist analog der Formel (369), sie besitzt jedoch den Faktor $Z^2 = 4$ und einen etwas anderen Wert für die RYDBERG-Zahl R, und zwar $R_{He} = 109\,722{,}14\ \text{cm}^{-1}$, da im Falle des ionisierten Heliums die Korrektur durch die Kernbewegung kleiner ist als im Falle des Heliums; siehe Formel (374).

Die gleiche Formel erfaßt auch das Spektrum von Li III mit $Z = 3$, Be IV mit $Z = 4$ usw., wobei R sich dem Wert $R_\infty = 109737{,}11 \pm 0{,}06\ \text{cm}^{-1}$ für den Fall, daß man die Masse des Elektrons im Vergleich zur Masse des Kerns außer acht lassen kann, immer mehr nähert. Die Serien He II für $n = 1$ und $n = 2$ sowie für $n = 3$ und $n = 4$ heißen LYMAN-Serie, FOWLER-Serie und PICKERING-Serie. Die Linien dieser Serien von He II sind in den Abb. 162 und 163 dargestellt.

Tabelle 24

PICKERING-Serie		BALMER-Serie	
m	λ [Å]	m	λ [Å]
5	10123,7	—	—
6	6560,23	3	6562,80
7	5411,55	—	—
8	4859,34	4	4861,33
9	4541,61	—	—
10	4338,69	5	4340,47
11	4199,88	—	—
12	4100,00	6	4101,74

In Tabelle 24 sind die Linien der PICKERING-Serie den Wasserstofflinien der BALMER-Serie gegenübergestellt.

[1]) Die erste Hauptserie gibt es nicht, da ein Term $1s1s\,^3S_1$ nicht existiert.

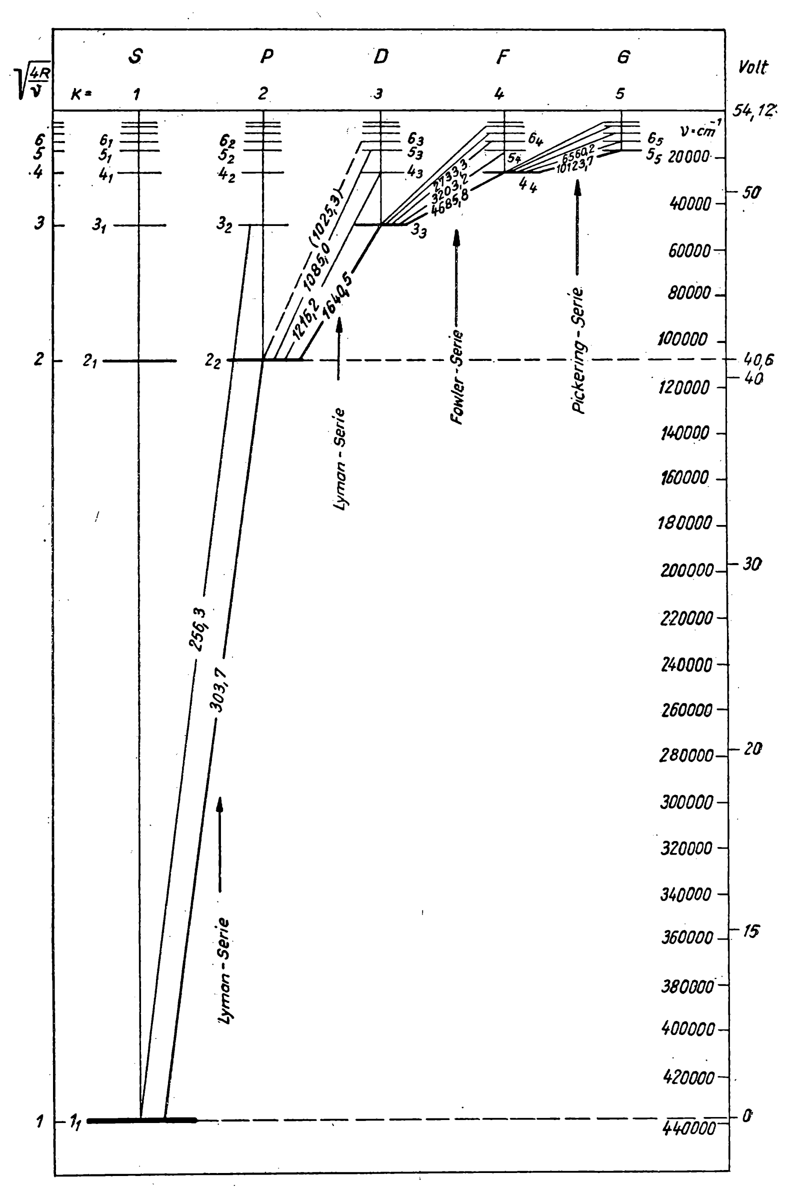


Abb. 162. Termschema von He II

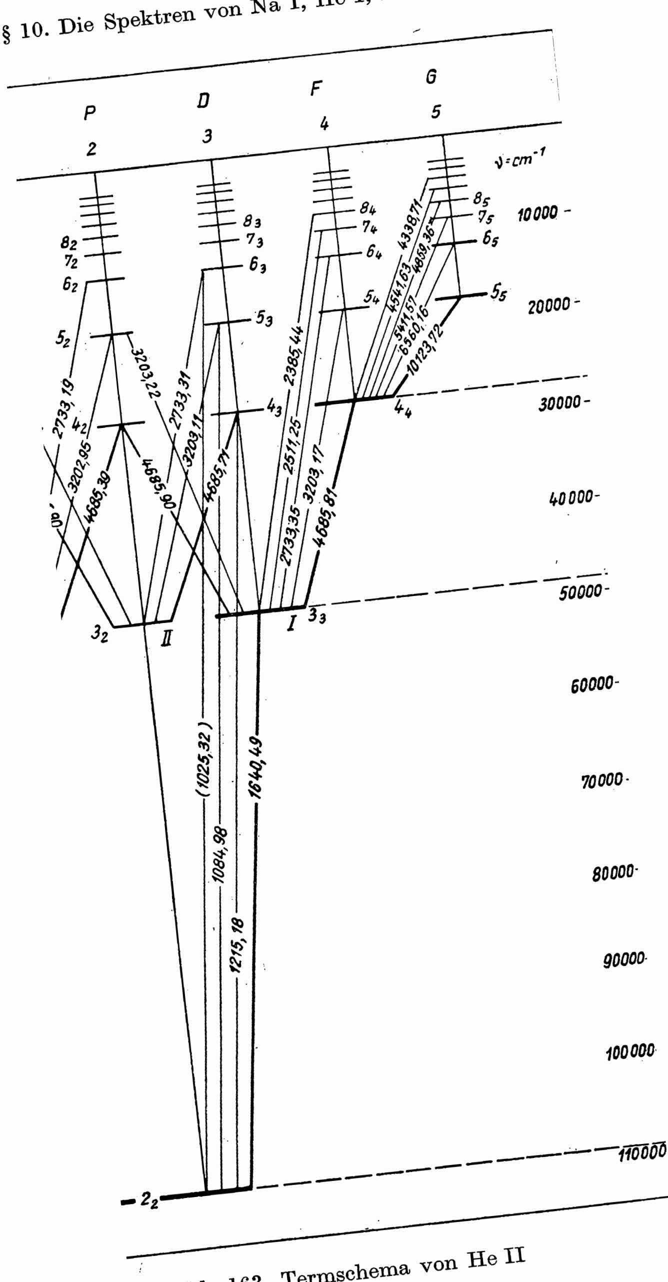


Abb. 163. Termschema von He II

In starken elektrischen Feldern und ebenso bei hohem Druck ändert sich im Spektrum He I die relative Linienintensität, außerdem treten neue Linienserien auf, die die Auswahlregel $\Delta L = \pm 1$ verletzen, wie z. B. die Serien:

$$1S - mS \ (m = 2, 3, \ldots),\ 1S - mD \ (m = 3, 4, \ldots),$$
$$1S - mF \ (m = 4, 5, \ldots),$$
$$3S - mS \ (m = 4, 5, \ldots),\ 3S - mD \ (m = 3, 4, \ldots).$$

Als Folge einer Änderung der Entladung durch Vergrößerung von Strom und Spannung ändert sich die Farbe der Kathodenteile der Glimmentladung.

§ 11. Die Spektren von Neon und Argon[1])

Die äußeren Elektronenschalen der Neon- und Argonatome enthalten je acht Elektronen, darunter je zwei s-Elektronen mit entgegengesetzt gerichtetem Spin und je sechs p-Elektronen. Zwei von den letzteren haben einen Spin, der dem Bahndrehimpuls entgegengesetzt gerichtet ist, mit der inneren Quantenzahl j gleich $^1/_2$ und den magnetischen Quantenzahlen m gleich $+{}^1/_2$ und $-{}^1/_2$; die übrigen vier p-Elektronen haben einen Spin parallel zum Bahndrehimpuls, wobei $j = {}^3/_2$ und $m = +{}^3/_2, +{}^1/_2, -{}^1/_2, -{}^3/_2$ ist.

Die Strahlung der Terme des Ne I sowie des Ar I hat gezeigt, daß für die Edelgase der 8. Gruppe eine anomale Kopplung der Vektoren von Spin- und Bahndrehimpuls beobachtet wird. Die Bezeichnungen der Terme S, P, D usw. erhalten deshalb einen bedingten Charakter. Das Interkombinationsverbot wird nicht eingehalten. Die verschiedenen Termfolgen streben nicht einer gemeinsamen Grenze, sondern mindestens zweien zu. Bei Neon unterscheiden sich diese Grenzen auf der Skala der Wellenzahlen um 780 cm^{-1}; bei Argon um 1423,2 cm^{-1}. Das weist auf die Existenz von mindestens zwei verschiedenen Ionisierungspotentialen für jedes dieser Elemente hin, die sich um 0,1 V bei Neon und bei Argon um 15,70 V und 15,85 V unterscheiden. Die verschiedenen Werte der Ionisierungspotentiale entsprechen der Abtrennung eines p-Elektrons aus dem neutralen Atom mit einer Spinorientierung, die parallel zum Vektor $\mathfrak{L}$ des Atoms gerichtet ist, oder der eines p-Elektrons mit antiparalleler Spinorientierung. Diese beiden verschiedenen Ionisierungsvorgänge führen zu zwei verchiedenen Arten positiver Ionen mit den inneren Quantenzahlen $J = {}^1/_2$ im ersten Fall und $J = {}^3/_2$ im zweiten.

Die für die Abtrennung und die Anregung eines s-Elektrons notwendige Energie unterscheidet sich von der Energie, die für die Abtrennung und die Anregung eines p-Elektrons notwendig ist. Man unterscheidet bei Neon und Argon (und ebenso bei Krypton und Xenon) zwei Spektren: Das *rote* Spektrum, das den energetischen Übergängen der p-Elektronen entspricht, und das *blaue* Spektrum, das mit der Anregung von s-Elektronen verbunden und mit dem Funkenspektrum gekoppelt ist (das bei gleichzeitiger Abtrennung eines der p-Elektronen entsteht).

Die ersten Resonanzlinien des roten Neonspektrums und die Anregungspotentiale der ihnen entsprechenden oberen Energieniveaus sind in Tabelle 25 angegeben.

Bedeutend höher als das Grundniveau $(2s)^2\,(2p)^6\,{}^1S_0$ liegen die vier sehr benachbarten Niveaus

$$^3P_2, {}^3P_1, {}^3P_0, {}^1P_1 \tag{412}$$

[1]) Siehe auch [13].

Tabelle 25

Erste Resonanzlinien von Ne I, Ar I, Kr I und Xe I

Gas	$^1S_0 - {}^3P_1$ λ [Å]	$^1S_0 - {}^1P_1$ λ [Å]	Anregungs-potential [V]
Ne I	743,8	736,0	16,8
Ar I	1066,1	1048,6	11,8
Kr I	1235,9	1164,8	10,6; 10,0
Xe I	1469,9	1295,8	9,5; 8,4

mit den Valenzelektronen $(2s)^2\,(2p)^5\,3s$ in den Zuständen s_5, s_4, s_3, s_2 nach der alten PASCHEN-Nomenklatur für Neon (die Hauptquantenzahlen entsprechen hier den Elektronen des Neons; bei Argon sind diese Zahlen um eins zu vergrößern). Diese Terme liegen für Neon im Bereich von 16,54—16,80 eV, für Argon — $^3P_2$ — 11,49 eV, $^3P_1$ — 11,58 eV, $^3P_0$ — 11,69 eV, $^1P_1$ — 11,78 eV. Ähnlich wie bei He I und Hg I sind die Terme $^3P_2$ und $^3P_0$ metastabil. Die der Höhe nach nächste Termgruppe (die Terme $p_{10}, p_9, p_8 \cdots p_2, p_1$ — nach der PASCHEN-Nomenklatur für Neon) stellen die zehn Terme

$$^3S_1, {}^3D_3, {}^1D_2, {}^1P_1, {}^3P_2, {}^3D_1, {}^3D_2, {}^1S_0, {}^3P_1, {}^3P_0 \tag{413}$$

dar, mit dem Zustand der Valenzelektronen $(2s)^2\,(2p)^5\,3p$. Die Höhe dieser Terme liegt für Ne I im Bereich von 18,3 bis 18,9 eV, für Ar I von 12,7 bis 13,3 eV.

Im sichtbaren Neonspektrum ist eine Gruppe zahlreicher orangefarbiger und roter Linien vorhanden. Dreißig davon entsprechen den mit den Auswahlregeln übereinstimmenden Übergängen zwischen den zwei oben gezeigten Termgruppen (412) und (413). Die intensivsten Linien dieser Liniengruppe sind in Abb. 164 dargestellt. Namentlich diese Linien werden in dem in der Gasentladung des Neons angeregten Absorptionsspektrum beobachtet; besonders intensiv sind im Absorptionsspektrum diejenigen Linien, deren Terme metastabil sind. Die Wellenlängen dieser dreißig Linien liegen im Bereich von 5852 Å bis 7032 Å. Die Terme der Gruppe (413) sind die unteren Ausgangsterme einer ganzen Reihe anderer im nahen infraroten Spektralgebiet und im roten und orangefarbigen Teil des sichtbaren Spektrums liegenden Linien des Ne I. Alle diese Linien und auch die obenerwähnten dreißig Linien stellen die ersten intensivsten Linien der entsprechenden Spektralserien dar. Die übrigen Linien dieser zahlreichen Serien sind weniger intensiv.

MEISSNER, der das Sepktrum von Ar I untersuchte, behielt für Argon die von PASCHEN für Neon mit ihren s- und p-Termen eingeführte Nomenklatur bei. Die Terme p_1, p_2, p_3, $p_4 \cdots p_9$, p_{10} entsprechen nach der jetzt üblichen Nomenklatur den Termen

$$^3P_0, {}^3P_1, {}^3D_1, {}^3D_2, {}^1S_0, {}^3P_2, {}^1P_1, {}^1D_2, {}^3D_3, {}^3S_1. \tag{414}$$

Im Ar I liegen die dreißig Linien, denen Termübergänge von (414) auf s-Terme entsprechen, im Bereich von 6677 Å bis 11590 Å. Nur wenige von ihnen fallen in das sichtbare Spektralgebiet. Den Übergängen auf die MEISSNERschen s-Terme von Termen, die höher als die p-Terme liegen (die zweiten Linien der Hauptserien von Ar I), entsprechen 16 mehr oder weniger intensive Linien im sichtbaren Spektrum

von 4702 Å bis 4158 Å und eine Reihe ultravioletter Linien. Den Übergängen von höheren Termen auf die MEISSNERschen p-Terme entsprechen 11 mehr oder weniger intensive Linien des sichtbaren Spektrums von 6871 Å bis 5187 Å.

In Abhängigkeit von den Anregungsbedingungen zeigt das Leuchten von Argon in der Gasentladung eine schmutzig-lilafarbige oder verwaschene hellblaue Schattierung. Im ganzen erscheint das Leuchten des Argons viel weniger hell als das Leuchten des Neons.

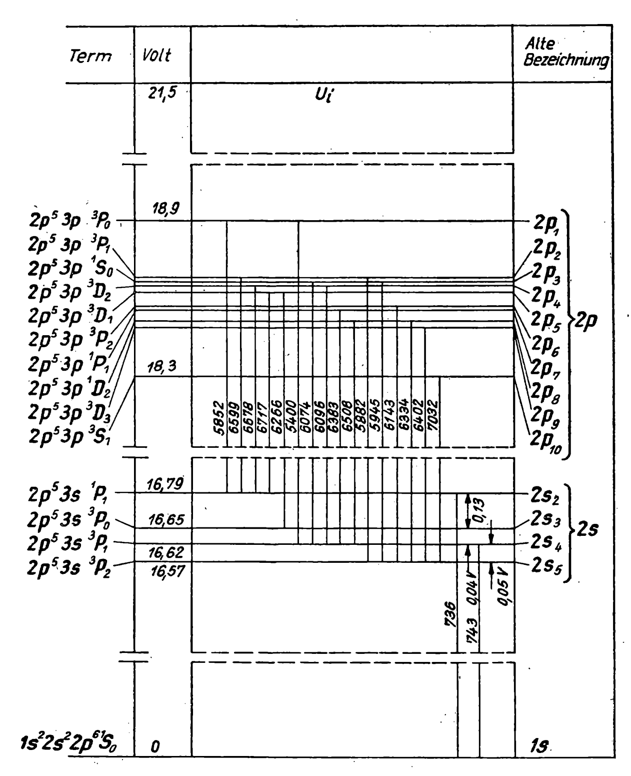


Abb. 164. Termschema der unteren Spektralterme von Neon (s-Terme und p-Terme nach der PASCHEN-Nomenklatur)

Das blaue Neonspektrum tritt bei einer hochfrequenten elektrodenlosen Ringentladung sowie bei einer starken Funkenentladung und bei hohem Gasdruck auf. Die Linien dieses Spektrums liegen hauptsächlich im ultravioletten Teil. Die erste sehr intensive Liniengruppe dieses Spektrums liegt bei 4400 Å, weiterhin folgt eine intensive violette Linie von 4290 Å und eine sehr intensive Liniengruppe um 4240 Å. Ein anderes an Linien sehr zahlreiches Gebiet beginnt bei 3829 Å und erstreckt sich bis 2593 Å. Eine Neonröhre mit Quarzkolben ist unter den oben angegebenen Anregungsarten eine intensive Quelle für ultraviolette Strahlung. Genaueres über die Spektren von Edelgasen siehe [13, 17].

§ 12. Molekülspektren

Das Spektrum molekularer Gase besteht aus einer Folge einzelner Bänder. Mit Spektrometern von großem Auflösungsvermögen läßt sich feststellen, daß jedes Band aus einer Vielzahl gesetzmäßig angeordneter einzelner Linien besteht. Die Kompliziertheit der Molekülspektren ist dadurch bedingt, daß das Energieniveau eines Moleküls von den energetischen Niveaus der in seinen Bestand eingehenden Elektronen sowie von der Schwingungs- und Rotationsenergie der Atomkerne abhängt. Der Spektralterm eines Moleküls in irgendeinem bestimmten Zustand T_{Mol} setzt sich zusammen aus der Summe der Elektronenterme T_{El}, des Oszillatorterms T_{Osz} und des Rotationsterms T_{Rot}:

$$T_{\mathrm{Mol}} = T_{\mathrm{El}} + T_{\mathrm{Osz}} + T_{\mathrm{Rot}}. \tag{415}$$

Nähern sich zwei freie Atome einander, so gelangt jedes von ihnen in das elektrische Feld des andern, wobei sich die Spektralterme eines jeden Atoms infolge des Starkeffektes immer mehr aufspalten; die Spektren der beiden Atome ändern sich mehr und mehr. Bei der Bildung eines stabilen Moleküls werden die Elektronenschalen der das Molekül bildenden Atome umgebaut. Dennoch existiert zwischen den Elektronentermen eines zweiatomigen Moleküls und den Termen der es bildenden Atome eine gewisse Beziehung. Der Übergang von den Atomtermen zu den Molekültermen läßt sich verfolgen.

Betrachten wir ein zweiatomiges Molekül. Wir bezeichnen den Vektor des Bahndrehimpulses und den Spinvektor eines jeden Atoms des zweiatomigen Moleküls mit $\mathfrak{L}_1, \mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{L}_2, \mathfrak{S}_2$. Das elektrische Feld zwischen den beiden Atomkernen verläuft in Richtung der Verbindungslinie beider Kerne, die auch *Molekül*achse heißt. Jeder der Vektoren $\mathfrak{L}_1, \mathfrak{L}_2, \mathfrak{S}_1, \mathfrak{S}_2$ orientiert sich zur Kernverbindungslinie entsprechend den verschiedenen Kopplungsfällen, wobei Präzessionsbewegungen von $\mathfrak{L}$ und $\mathfrak{S}$ stattfinden.

Zuerst geht eine Orientierung der Vektoren $\mathfrak{L}_1$ und $\mathfrak{L}_2$ in bezug auf die Molekülachse vor sich und dann die Orientierung von $\mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{S}_2$ in bezug auf die Präzessionsachse der Vektoren $\mathfrak{L}_1$ und $\mathfrak{L}_2$. Wir bezeichnen die Projektionen der Vektoren $\mathfrak{L}_1, \mathfrak{S}_1, \mathfrak{L}_2, \mathfrak{S}_2$ auf die Molekülachse mit $\sigma_{L_1}, \sigma_{S_1}, \sigma_{L_2}, \sigma_{S_2}$. Die Projektion σ_L und σ_S des gesamten Bahndrehimpulses und des Gesamtspins des Moleküls erhalten wir durch Addition der algebraischen Werte σ_{L_1} und σ_{L_2}, σ_{S_1} und σ_{S_2}:

$$\sigma_L = \sigma_{L_1} + \sigma_{L_2}, \quad \sigma_S = \sigma_{S_1} + \sigma_{S_2}. \tag{416}$$

Die der absoluten Größe nach verschiedenen Werte σ_L und σ_S bestimmen die möglichen Elektronenterme des zweiatomigen Moleküls. In der Systematik der Molekülterme sind folgende Bezeichnungen üblich:

$$\Lambda = |\sigma_L| \quad \text{und} \quad \Sigma = |\sigma_S|, \tag{417}$$

$$\Omega = \Lambda + \Sigma. \tag{418}$$

Ω bestimmt die Projektion des Gesamtdrehimpulses des Moleküls (ohne Erfassung der Kernrotation) auf die Molekülachse; Λ ist die Projektion des Bahndrehimpulses der Elektronenwolke; Σ ist die Projektion des Spins. Ω und Λ entsprechen den Quantenzahlen J und L im Falle eines Atoms.

Für die Bezeichnung der *Elektronenterme* benutzt man griechische Buchstaben. Den Werten der Zahl $\Lambda = 0, 1, 2, 3, 4, \ldots$ entsprechen die Termbezeichnungen

$$\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \ldots \text{usw.} \tag{419}$$

Wie beim Atom wird links oben vom Termsymbol die Multiplizität des Terms angezeigt, rechts unten wird die Zahl $\Omega = \Lambda + \Sigma$ angegeben. So sind z. B. bei OH die Elektronenterme:

$$^2\Sigma, {}^4\Sigma, {}^2\Pi_{\frac{3}{2}}, {}^2\Pi_{\frac{1}{2}}, {}^4\Pi_{\frac{5}{2}}, {}^4\Pi_{\frac{3}{2}}, {}^4\Pi_{\frac{1}{2}}, {}^4\Pi_{-\frac{1}{2}}\ ^{1)}.$$

Die Auswahlregeln für den Übergang zwischen den Elektronentermen der Moleküle sind folgende

$$\Delta\Lambda = 0, \pm 1; \ \Delta\Omega = 0, \pm 1 \text{ und } \Delta\Sigma = 0. \tag{420}$$

Bei den Σ-Termen erhält die Regel (420) die Form

$$\Delta S = 0. \tag{420a}$$

Wie bei den Atomen gilt auch bei Molekülspektren das Interkombinationsverbot. Diese Regel wird bei den leichten Molekülen streng eingehalten, aber bei den schweren verletzt. Für mehratomige Moleküle wird die Systematik der Elektronenterme komplizierter.

Der Zustand jedes Elektrons eines Moleküls wird durch die Hauptquantenzahl n, die Nebenquantenzahl l, die Spinquantenzahl s und die Quantenzahl λ, die der Projektion des Vektors l, d. h. dem Bahndrehimpuls des gegebenen Elektrons auf die Kernverbindungslinie ($\lambda = l, l-1, l-2, \ldots, 0$) entspricht, angegeben. Der Zustand der Elektronen im Molekül wird durch die Hauptquantenzahl mit einem lateinischen Buchstaben, der dem Wert von l entspricht, und einem griechischen Buchstaben, der dem Wert von λ entspricht, gekennzeichnet. Zum Beispiel: $1s\,\sigma$-Elektron ($n = 1$, $l = 0$, $\lambda = 0$), $3p\,\sigma$-Elektron ($n = 3$, $l = 1$, $\lambda = 0$), $3p\,\pi$-Elektron ($n = 3, l = 1, \lambda = 1$). Als *äquivalente* Elektronen werden diejenigen bezeichnet, die gleiches n und l besitzen. Eine tiefergehende Betrachtung des Prozesses der Molekülbildung aus einzelnen Atomen unter Anwendung der Methoden und Begriffe der Wellenmechanik führt zu einer noch größeren Vielzahl von Termen, als sie die obige Systematik angibt, und erklärt die Aufspaltung eines jeden Molekülterms, bei Molekülen, die aus gleichen Kernen bestehen (Cl_2, Br_2, O_2, N_2 usw.), sowie der Terme symmetrischer Moleküle (H_2O, CO_2, C_2H_2 usw.) in zwei einzelne Terme, die *geraden* und *ungeraden* Terme. Die geraden Terme werden durch den Index g bezeichnet, die ungeraden Terme durch den Index u, z. B. $^2\Pi_g$ = gerader Dublett-Π-Term, $^4\Pi_u$ = ungerader Quartett-Π-Term. Außerdem findet noch eine andere Art der Termaufspaltung ein und desselben Terms durch die zweifache Kombinationsmöglichkeit der Quantenzahlen l und λ zweier Elektronen statt. Das führt zur Existenz positiver (+) Terme und negativer (—) Terme. *Auswahlregeln:* Es ist nur ein Übergang von einem positiven Term auf einen negativen, und umgekehrt möglich. Die geraden Terme werden nur mit ungeraden kombiniert und umgekehrt[2]).

Die möglichen Schwingungs- und Rotationsniveaus der Moleküle (T_{Osz} und T_{Rot}) entsprechen den wellenmechanischen Lösungen des Rotators (siehe [446]). Der sich auf diese Weise ergebende Ausdruck für die Energie des Moleküls mit der *Schwin-*

---

[1]) Bei den Σ-Termen wird der Wert der Zahl Ω unbestimmt, da für $\Lambda = 0$ der Bahndrehimpuls Null ist und die Vektoren $\mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{S}_2$ keine Orientierungsmöglichkeit haben.

[2]) Genaueres siehe [1081].

gungsquantenzahl v hat in erster Näherung die Form

$$W_{\text{Osz}} = h\omega_e\left(v + \frac{1}{2}\right) - h\omega_e\, x_e\left(v + \frac{1}{2}\right)^2, \tag{421}$$

wobei die Größe x_e den Grad der Anharmonizität des Oszillators charakterisiert und

$$x_e = \frac{h\omega_e}{4D} \tag{422}$$

beträgt; ω_e ist die Eigenfrequenz des Moleküls, D die maximale Oszillatorenenergie des Moleküls, die gleich der Dissoziationsenergie ist. Mit der Vergrößerung der Quantenzahl v verkleinert sich der Abstand zwischen zwei benachbarten Energieniveaus.

Der Ausdruck für die Rotationsenergie der Atomkerne um den gemeinsamen Schwerpunkt hat die Form

$$W_{\text{Rot}} = hcBJ\,(J + 1)\,. \tag{423}$$

Hier ist J die *Rotationsquantenzahl* und

$$B = \frac{h}{8\pi^2 c I}, \tag{424}$$

wobei

$$I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r^2 \tag{425}$$

das Trägheitsmoment des zweiatomigen Moleküls in bezug auf die Schwerpunktsachse senkrecht zur Kernverbindungslinie und r der Kernabstand ist.

Die Auswahlregel für die Rotationsquantenzahl lautet:

$$\Delta J = \pm 1\,. \tag{426}$$

Für die Schwingungsquantenzahl v eines anharmonischen Oszillators gibt es keine Auswahlregel, alle Übergänge sind möglich, die Intensität vermindert sich jedoch schnell mit der Vergrößerung von v.

In dem allgemeinen Ausdruck (415) für einen Molekülterm ist die erste Komponente, die der Elektronenenergie entspricht, viel größer als die zweite Komponente. Ferner ist die Oszillatorenergie der Kerne viel größer als die Rotationsenergie, d. h.

$$T_{\text{El}} \gg T_{\text{Osz}} \gg T_{\text{Rot}}\,. \tag{427}$$

Bezeichnet man zwei beliebige Molekülterme mit

$$T_1 = T_{\text{El}_1} + T_{\text{Osz}_1} + T_{\text{Rot}_1}$$

und

$$T_2 = T_{\text{El}_2} + T_{\text{Osz}_2} + T_{\text{Rot}_2}, \tag{428}$$

und bildet man den Ausdruck für die ausgestrahlte Frequenz beim Übergang des Moleküls von T_1 nach T_2, so kann man sich überzeugen, daß diese Frequenz sich aus einer Summe von Frequenzen zusammensetzt, die im einzelnen dem Übergang zwischen zwei Elektronentermen, zwei Oszillatortermen und zwei Rotationstermen entspricht. Aus (427) folgt

$$\nu_{\text{El}} \gg \nu_{\text{Osz}} \gg \nu_{\text{Rot}}. \tag{429}$$

Die Frequenz ν_{El} entspricht den Frequenzen des ultravioletten, des sichtbaren oder des nahen infraroten Spektrums. In den seltenen Fällen einer alleinigen Anregung des Rotationsniveaus führen die Übergänge (nach der Auswahlregel $\Delta J = \pm 1$) zu

einem im fernen infraroten Gebiet liegenden Rotationsspektrum. Nach (423) und (426) sind die Frequenzen dieses Spektrums

$$\nu_{\mathrm{Rot}} = B\,(J+1)\,(J+2) - BJ\,(J+1) = 2B\,(J+1)\,, \tag{430}$$

wobei J (0, 1, 2, . . .) die Quantenzahl des Ausgangsniveaus der entsprechenden Linie ist. Aus (430) folgt, daß das reine Rotationsspektrum aus einer ganzen Frequenzskala mit äquidistanten Linien besteht, die *Bande* heißt

$$\nu_{\mathrm{Rot}} = 2B,\, 4B,\, 6B \text{ usw.} \tag{431}$$

Solche Linienfolgen beobachtete man in den Absorptionsspektren polarer Moleküle, z. B. bei HCl in einem Gebiet von 100—300 μ. In Molekülen, die aus gleichen Atomen bestehen, erzeugen die unangeregten Elektronenschalen keine elektrischen Dipole, deren Momente sich bei einem Rotationsquantensprung ändern könnten. Deshalb können nach dem Korrespondenzprinzip solche Moleküle wie Cl_2, Br_2, J_2, N_2, O_2 usw. weder ein reines Rotationsspektrum emittieren noch absorbieren.

Die Größe $B = \frac{h}{8\pi^2 c I}$ hat für die Mehrzahl der zweiatomigen Moleküle annähernd den Wert $2 \cdot 10^{-15}$ erg. Die mittlere kinetische Energie der Gasmoleküle bei Zimmertemperatur ist annähernd $6 \cdot 10^{-14}$ erg. Deshalb sind die Rotationsterme der Gasmoleküle schon bei Zimmertemperatur angeregt, erst recht bei den erhöhten Gastemperaturen in einer Entladung. Diese Rotationsenergie und die verhältnismäßig geringe Energie, die für den Übergang auf ein höheres Rotationsniveau notwendig ist oder bei dem umgekehrten Übergang frei wird, spielen in einer Gasentladung eine bedeutende Rolle. Für solche Übergänge wird die Energie der langsamen Elektronen bei Stößen mit zweiatomigen Molekülen aufgewandt. Auf Kosten dieser Übergänge erfolgen auch die Stöße zweiter Art zwischen einem angeregten Molekül und einem Atom, wobei die Übergänge zwischen zwei dicht benachbarten Elektronenniveaus erfolgen.

In Molekülspektren sind keine Fälle entdeckt worden, die nur auf Übergänge zwischen Schwingungsniveaus zurückzuführen sind. Nach der Auswahlregel $\Delta J = \pm 1$ kann der Wert J bei der Emission oder Absorption von Licht nicht unverändert bleiben, und die optischen Übergänge zwischen zwei Schwingungsniveaus sind stets von Übergängen zwischen Rotationsniveaus begleitet. Hierbei können sowohl Übergänge des Rotators von einem höheren auf ein nächst niedrigeres Niveau vorkommen als auch umgekehrt. Deshalb sind die Linienfrequenzen des Rotationsschwingungsspektrums die algebraische Summe der Größen ν_{Osz} und ν_{Rot}, und das gesamte Rotationsschwingungsspektrum stellt eine Gesamtheit von *Banden* mit den Schwingungsfrequenzen $\nu = \nu_{\mathrm{Osz}} + \nu_{\mathrm{Rot}}$ dar. Solche Bandenspektren sind in den Molekülspektren im infraroten Gebiet von der Grenze des sichtbaren Spektrums an bis zu einer Wellenlänge von 20 μ festgestellt worden.

Der Ausdruck (421) für die Schwingungsniveaus des zweiatomigen Moleküls ergibt für die Frequenz beim Übergang vom Niveau v auf das Niveau $v = 0$ oder für den umgekehrten Übergang im Absorptionsspektrum

$$\begin{aligned}\nu_{\mathrm{Osz}} &= T_v - T_0 = \frac{W_v - W_0}{h} = \\ &= \omega_e\left(v + \frac{1}{2}\right) - \omega_e\frac{1}{2} - \left[\omega_e x_e\left(v+\frac{1}{2}\right)^2 - \omega_e x_e\left(\frac{1}{2}\right)^2\right] = \\ &= \omega_e v - \omega_e x_e\left[\left(v+\frac{1}{2}\right)^2 - \frac{1}{4}\right].\end{aligned} \tag{432}$$

Läßt man die Anharmonizität der Schwingungen des Molekül-Oszillators außer acht und setzt $x_e = 0$, so vereinfacht sich in diesem Fall der Ausdruck für ν_{Osz} in

$$\nu_{\text{Osz}} = \omega_e\, v = \omega_e,\ 2\,\omega_e,\ 3\,\omega_e,\ 4\,\omega_e \text{ usw.} \tag{433}$$

Gleichung (433) zeigt, daß der Abstand zwischen den entsprechenden Linien zweier aufeinanderfolgender Banden im Absorptionsspektrum des nichtangeregten Moleküls, die zwei benachbarten Werten von v entsprechen, in erster Näherung konstant ist. In jeder Bande des Rotationsschwingungsspektrums fehlt die dem Wert $J = 0$ in (432) entsprechende Nullinie. Von dieser fehlenden Nullinie aus liegen die dem Übergang von höheren Rotationsniveaus auf niedrigere (ν_{Rot} in (432) ist positiv) entsprechenden Linien in Richtung kurzer Wellen, die dem Übergang von den niedrigen Rotationsniveaus auf höhere (ν_{Rot} in (432) ist negativ) entsprechenden Linien liegen in Richtung langer Wellen.

Abb. 165. Grobstruktur der Rotationsschwingungsbande bei 3,5 μ von HCl (infrarote Absorptionsbande)

Die Schwingungs- und Rotationsterme der Moleküle sind voneinander nicht unabhängig. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Linien einer jeden Bande des Rotations- und Schwingungsspektrums ist nicht konstant, wie es nach (433) sein müßte, sondern vergrößert sich in Richtung langer Wellen von der Nullinie an und verkleinert sich zu kurzen Wellen hin. In Abb. 165 ist der Intensitätsverlauf der Linien der infraroten Rotationsschwingungsbande in Absorption für das Molekül HCl bei einer Wellenlänge von 3,5 μ dargestellt.

Die Konzentration der Moleküle, die sich auf den verschiedenen energetischen Rotationsniveaus befinden, bestimmt die Intensität der einzelnen Linien sowohl im reinen Rotationsspektrum wie auch im Schwingungsspektrum. Eine auf dem BOLTZMANN-Theorem beruhende Rechnung zeigt, daß die dem Intensitätsmaximum entsprechende Frequenz ν_{Rot} durch die Beziehung

$$\nu_{\text{Rot max}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{kT}{I}} \tag{434}$$

bestimmt wird und daß der Abstand $\Delta\nu_{\max}$ zwischen dem Maximum des „positiven“ Zweiges in der Bande nach kurzen Wellen hin und dem Maximum des nach langen Wellen gelegenen „negativen“ Zweiges (bei Nichtberücksichtigung der Wechselwirkung zwischen Rotation und Schwingung) der Beziehung

$$\Delta\nu_{\max} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{kT}{I}} \tag{435}$$

entspricht. Die Beziehungen (434) und (435) geben die Möglichkeit, die Gastemperatur T in der Entladung zu bestimmen, wenn das Trägheitsmoment I des zweiatomigen Moleküls bekannt ist. Das Trägheitsmoment I läßt sich aus dem Abstand $\Delta\nu = 2B$ zweier aufeinanderfolgender Linien nach (424) bestimmen. Hierüber sowie über andere Methoden zur Bestimmung der Gastemperatur auf spektroskopischem Wege in der Entladung siehe [1172, 1176—1180, 1183—1186, 1198, 1200—1204, 2479].

Der häufigste Fall ist die gleichzeitige Änderung von Schwingungs- und Rotationsniveaus sowie auch von Energieniveaus der Elektronen eines Moleküls. Bei solchen

Übergängen bestimmt ν_{El} das Frequenzgebiet, in dem das Bandenspektrum des Moleküls liegt. Jedem ν_{El} entspricht ein bestimmtes Bandensystem; ν_{Osz} bestimmt die Lage der Bande im System; ν_{Rot} die Lage einer einzelnen Linie in der Bande.

Die Struktur einer jeden Bande im Spektrum ist dadurch bedingt, daß beim Übergang des Elektrons von einem Niveau auf ein anderes das elektrische Feld des Moleküls wesentlich verändert wird und folglich auch die Bindung der Kerne, ihr gegenseitiger Abstand sowie das Trägheitsmoment des Moleküls. Die Größe B ist schon nicht mehr dieselbe für das obere und das untere Niveau eines Übergangs. Bezeichnen wir den Wert dieser Größe für das Anfangsniveau und für das Endniveau mit B_1 und B_2. Für die Übergänge von höheren Rotationstermen mit der Rotationsquantenzahl J auf ein benachbartes niedrigeres Niveau finden wir

$$\nu_{Rot} = B_1(J+1)J - B_2J(J-1) = (B_1 - B_2)J^2 + (B_1 + B_2)J\,. \tag{436}$$

Die dem Ausdruck (436) entsprechende Linienfolge heißt *positiver Zweig* der Bande (oder *R-Zweig*). Für Übergänge vom gleichen Niveau auf ein benachbartes höheres Niveau, das dem *negativen Zweig der Bande* entspricht (oder dem *P-Zweig*), finden wir

$$\nu_{Rot} = B_1(J+1)J - B_2(J+2)(J+1) =$$
$$= (B_1 - B_2)(J+1)^2 - (B_1 + B_2)(J+1)\,. \tag{437}$$

Für mehratomige Moleküle mit mehreren Trägheitsmomenten in bezug auf zwei oder drei zueinander senkrecht stehende Achsen wird die Auswahlregel für die Rotationsübergänge durch die Möglichkeit $\Delta J = 0$ erweitert. Solchen Übergängen entspricht der dritte *Nullzweig* der Bande (oder *Q-Zweig*). Für ihn gilt

$$\nu_{Rot} = B_1(J+1)J - B_2(J+1)J = (B_1 - B_2)J^2 + (B_1 - B_2)J\,. \tag{438}$$

Die Ausdrücke (436), (437) und (438) sind quadratische Gleichungen. Dementsprechend sind zwei Fälle möglich.

1. Das Trägheitsmoment I des Moleküls, das dem Term T_1 entspricht, ist größer als das Trägheitsmoment, das dem Term T_2 entspricht; $B_1 < B_2$. Dann ist das erste Glied des rechten Teils von (436) kleiner als Null, das zweite Glied größer als Null. Bei kleinen Werten von J ist der absolute Betrag des zweiten Gliedes größer als der absolute Betrag des ersten Gliedes, umgekehrt ist bei größeren Werten der absolute Betrag des zweiten Gliedes kleiner als der des ersten Gliedes. Mit zunehmendem J, angefangen von Null, wird ν_{Rot} zuerst positiv und dann negativ[1]). Das bedeutet, daß die Linien am Anfang des positiven Zweiges von der Nullinie aus zum kurzwelligen Teil der Bande gelegen sind.

Deshalb sind zu den kurzen Wellen hin die Linien verdichtet, und es bildet sich bei einem bestimmten Wert von ν_{Rot} eine scharfe *Bandenkante* (Kopf) (*violette Kante*), die dem Scheitel der Parabel (436) entspricht. Die folgenden Linien der Bande liegen bereits auf der langwelligen Seite der Bandenkante und folglich auch auf der langwelligen Seite von der Nullinie aus. Für den negativen Zweig der gleichen Bande sind beide Glieder des rechten Teils von (437) negativ, $\nu_{Rot} < 0$ für beliebiges J. Sämtliche Linien dieses Zweiges liegen auf der langwelligen Seite von der Nullinie aus.

---

[1]) ν_{Rot} positiv oder negativ ist folgendermaßen zu verstehen: Die dem gegebenen ν_{Rot} entsprechende Linie der Bande liegt auf der Seite der höheren oder der tieferen Frequenzen von der durch die Beziehung $\nu_0 = \nu_{El} + \nu_{Osz}$ bestimmten Nullinie.

Je größer der Abstand von der Nullinie wird, desto größer ist der Abstand zwischen den benachbarten Linien sowohl des positiven wie auch des negativen Zweiges und des Nullzweiges, und ebenso für alle Linien, für die ν_{Rot} kleiner als Null ist. Alle Bänder sind „abschattiert". Angefangen von der Kante in Richtung langer Wellen (nach Rot abschattierte Banden), sinkt ihre Intensität allmählich auf den Wert Null.

2. $I_1 < I_2$; $B_1 > B_2$. Eine gleiche Analyse der Werte von ν_{Rot} zeigt, daß in diesem Fall der positive und der Nullzweig gänzlich auf der kurzwelligen Seite von der Nulllinie der Bande aus liegen. Der negative Zweig bildet einen scharfen *Bandenkopf* in Richtung langer Wellen (*rote Kante*). Jede Bande ist zu den kurzen Wellen hin abschattiert (*nach Violett abschattierte Banden*). Die Beziehungen zwischen den Zweigen R, P und Q sind für diesen Fall in Abb. 166 graphisch dargestellt. Auf der Ordinatenachse sind die J-Werte aufgetragen: von der Abszissenachse aus nach oben für Übergänge von einem höheren auf ein niedrigeres Rotationsniveau, nach unten von einem niedrigeren auf ein höheres Niveau.

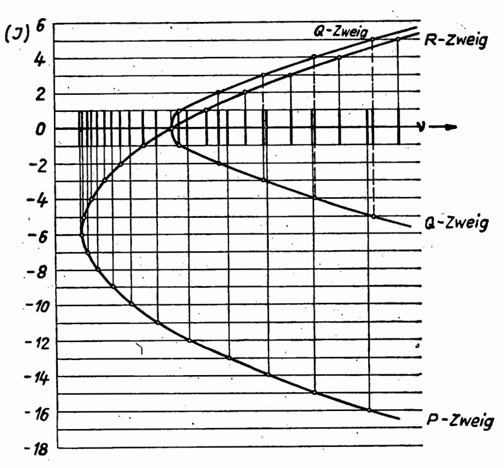


Abb. 166. Überlagerung der (P)-, (Q)- und (R)-Zweige und Kantenbildung eines Molekülspektrums

Wir haben die Feinstruktur im Schema der Rotationsterme bei mehratomigen Molekülen mit mehreren Trägheitsmomenten nicht berücksichtigt und lediglich den Fall $\Lambda = 0$, $S = 0$ analysiert (den Zustand $^1\Sigma$ der Moleküle). Über die Feinstruktur der Banden siehe [1080, 1081].

Die Lage der Nullinien des Bandensystems, die ungefähr die Lage ihrer Kanten wiedergibt, kann für einen bestimmten Elektronenübergang durch die Formel

$$\nu_0 = \nu_{\mathrm{El}} + \nu_{\mathrm{Osz}} =$$

$$= \nu_{\mathrm{El}} + \omega_{e1}\left(v_1 + \frac{1}{2}\right) - \omega_{e2}\left(v_2 + \frac{1}{2}\right) - \omega_{e1}\, x_{e1}\left(v + \frac{1}{2}\right)^2 + \omega_{e2}\, x_{e2}\left(v + \frac{1}{2}\right)^2 \qquad (439)$$

angegeben werden. Hier entsprechen v_1, ω_{e1} und x_{e1} dem oberen, v_2, ω_{e2} und x_{e2} dem unteren Energieniveau. Für die Zahlenwerte von v_1 und v_2 gibt es keine Auswahlregel, d. h., v_1 und v_2 in (439) können beliebige Werte annehmen. Eine (439) ähnliche Formel wurde von Deslandres aus der Analyse sehr vieler Molekülspektren lange vor der Entstehung der theoretischen Spektroskopie gegeben. Mit Tabelle 26 lassen sich alle möglichen Bandensysteme darstellen.

Die komplizierte Struktur der Molekülspektren führt zu großer Verschiedenartigkeit der Spektren ein und desselben Molekülgases bei verschiedenen Anregungsbedingungen. Für das Wasserstoffmolekül H_2 ist das Trägheitsmoment klein, die Werte der Rotationsterme sind mit den Werten der Schwingungsterme vergleichbar. Die Abstände zwischen den Linien einer jeden Bande sind mit den Abständen zwischen den einzelnen Banden vergleichbar. Daher verliert das Spektrum des mole-

kularen Wasserstoffs den Charakter eines Bandenspektrums und ähnelt einem komplizierten Linienspektrum mit großer Linienzahl.

In Molekülspektren werden im Absorptionsspektrum oder im Emissionsspektrum einzelne Teile beobachtet, die kontinuierliche Banden darstellen, aber selbst mit Spektrometern von sehr großem Auflösungsvermögen nicht in Linien aufzulösen

Tabelle 26

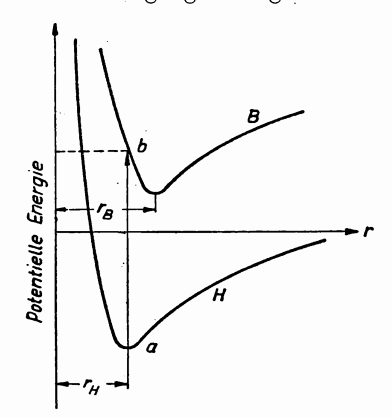
Bandenschema nach DESLANDRES
(v' ist der Wert der Schwingungsquantenzahl für das obere Niveau der gegebenen Bande; v'' entspricht dem unteren Niveau; ν_{km} ist die Wellenzahl der Nullinie der Bande, entsprechend einem Übergang zwischen den Schwingungsniveaus mit den Quantenzahlen k und m)

	v''					
v'	0	1	2	3	4	...
0	ν_{00}	ν_{01}	ν_{02}	ν_{03}	ν_{04}	...
1	ν_{10}	ν_{11}	ν_{12}	ν_{13}	ν_{14}	...
2	ν_{20}	ν_{21}	ν_{22}	ν_{23}	ν_{24}	...
3	ν_{30}	ν_{31}	ν_{32}	ν_{33}	ν_{34}	...
4	ν_{40}	ν_{41}	ν_{42}	ν_{43}	ν_{44}	...
...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...

sind. (Dies kommt in Spektren von Cl_2, Br_2, J_2 und anderen vor). Solche kontinuierlichen Banden im Spektrum sind eine Folge der Dissoziation des Moleküls. In diesem Falle erweist sich bei der nach der FRANCK-CONDON-Regel erfolgenden Anregung die Energie des angeregten Moleküls größer als die Dissoziationsenergie, und das Molekül zerfällt. Die Potentialkurve eines nicht angeregten (untere Kurve) und eines angeregten Moleküls (obere Kurve) ist in Abb. 167 schematisch dargestellt. Durch den Pfeil $a\,b$ ist der Übergang von der einen Potentialkurve zur anderen nach der FRANCK-CONDON-Regel dargestellt. Eine Folge von Bandenlinien, die sich zu einem bestimmten Wert ν_B hin entsprechend der Verteilung der Schwingungsniveaus verdichten und von da aus ein kontinuierliches Spektrum bilden, ist in der Abb. 168 dargestellt.

Eine besondere Art der Molekülspektren stellen die *diffusen Molekülspektren* dar. Ihr charakteristisches Merkmal ist die Verwaschenheit der Bandenlinien. Die Erscheinung beruht auf der sogenannten *Prädissoziation*. In diesem Fall tritt die Disso-

ziation des Moleküls in einem oberen Energieniveau nicht plötzlich, sondern erst nach mehreren Kernschwingungen um die Gleichgewichtslage ein. Da die Zeit vom Augenblick der Anregung des Moleküls bis zu seinem Zerfall mit der Periode der Kernschwingungen vergleichbar ist, führt dies zur Verwaschenheit des Energie-



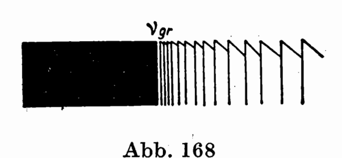


Abb. 168

Abb. 167. Potentialkurven eines angeregten und eines unangeregten zweiatomigen Moleküls: r_H ist der Kernabstand des unangeregten Moleküls; r_B entspricht dem angeregten Molekül. Wenn der Punkt b höher als die Punkte des rechten Zweiges von B liegt, so erfolgt eine Dissoziation

niveaus (oder, mit anderen Worten, zu einer gewissen Unbestimmtheit der Schwingungskomponente des Spektralterms), ähnlich wie im Falle eines Atoms die kurze Verweilzeit eines Elektrons in irgendeinem angeregten Zustand zu der natürlichen Breite der entsprechenden Spektrallinie des Atomspektrums führt. Über die Prädissoziation siehe [2480, 2481].

§ 13. Das Hochdruck-Emissionsspektrum der Gase

Unter bestimmten Bedingungen beobachtet man nicht nur bei Molekülgasen ein kontinuierliches Spektrum, sondern auch bei einatomigen Gasen. Die sogenannten Hoch- bzw. Höchstdrucklampen, die mit Hg-Dampf oder mit Edelgasen wie Ne, Ar, Kr und Xe gefüllt sind, besitzen bei 10—20 atm Druck ein intensives kontinuierliches Spektrum in allen Gebieten, für die der Quarzkolben durchlässig ist [1163—1169, 1208, 1199]. Die Intensität dieses kontinuierlichen Spektrums auf die Frequenzeinheit übertragen (das ist der Abschnitt des Spektrums, der einer Änderung der Wellenzahl ν um 1 entspricht), hat im sichtbaren Gebiet ein flaches Maximum. Diesem kontinuierlichen Untergrund überlagern sich Maxima, die den einzelnen Linien des Spektrums eines der Edelgase entsprechen. In Abb. 169 ist die spektrale Energieverteilung einer Argonlampe wiedergegeben. Hierbei sind auf der Abszissenachse

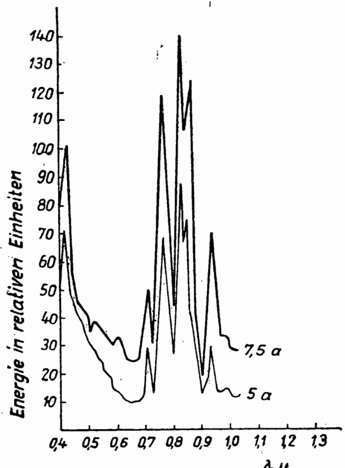


Abb. 169. Spektrale Verteilung im sichtbaren und infraroten Gebiet einer Argon-Hochdrucklampe; $p \approx 40$ Atm (Messungen für zwei verschiedene Betriebszustände)

nicht die Frequenzen, sondern die Wellenlängen aufgetragen. In den Abb. 170 und 171 sind ebensolche Kurven für Kr und Xe angegeben. Auch im Spektrum einer Quecksilberhochdruckentladung wird ein kontinuierlicher Untergrund beobachtet, wie es im Spektrogramm der Abb. 141 und 142 zu sehen ist. Bei einer Quecksilberdampflampe ist jedoch die Intensität des kontinuierlichen Untergrundes viel schwächer als die Intensität der einzelnen verbreiterten Linien. Dagegen verschwindet im Spektrum einer Edelgashochdruckentladung die Mehrheit der Linien im kontinuierlichen Untergrund. Außerdem besitzen, wie bekannt, die Gasatmosphären der Sonne und vieler Sterne ein kontinuierliches Spektrum, zum Unterschied vom Linienspektrum der Gasnebel. Daher wurde die Frage nach der Entstehung eines kontinuierlichen

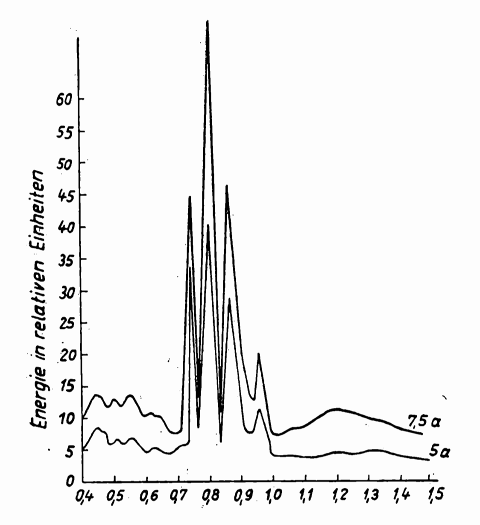


Abb. 170. Spektrale Verteilung im sichtbaren und infraroten Gebiet einer Krypton-Hochdrucklampe; $p \approx 40$ Atm (Messungen für zwei verschiedene Betriebszustände)

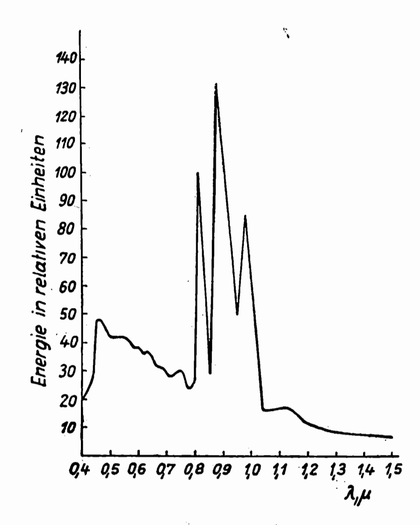


Abb. 171. Spektrale Verteilung im sichtbaren und infraroten Gebiet einer Xenon-Hochdrucklampe; $p \approx 40$ Atm

Spektrums beim Leuchten der Gase viel früher gestellt, als eine entsprechende Verwirklichung in der eingeschnürten elektrischen Bogenentladung bei hohen und höchsten Drucken möglich wurde [1096, 1097]. Ein kontinuierliches Spektrum wird ebenfalls in den Funkenkanälen bei Funkenentladungen beobachtet.

Man darf das Auftreten eines kontinuierlichen Spektrums jedoch nicht einfach als Verbreiterung der Spektrallinien durch die Wechselwirkung der zusammenstoßenden Atome betrachten. Insbesondere läßt sich bei Quecksilber das kontinuierliche Spektrum keiner solchen Wechselwirkung zuschreiben. Ein Versuch zur Erklärung setzt voraus, daß man es im kontinuierlichen Spektrum eines Gases mit ineinanderlaufenden verwaschenen Linien der Banden eines Molekülspektrums zu tun habe, die unter ähnlichen Bedingungen wie bei den Prädissoziationserscheinungen auftreten. In allen behandelten Fällen ist jedoch die Temperatur des Gases dermaßen hoch, daß eine andauernde Existenz nichtdissoziierter Moleküle unglaub-

würdig ist. Noch weniger kann eine Bildung stabiler Moleküle beim Zusammentreffen neutraler und angeregter Atome eines Edelgases angenommen werden. Es ist lediglich die Bildung von sofort zerfallenden *Quasimolekülen* möglich.

Die Berechnung zeigt, daß die Intensität des Spektrums solcher Quasimoleküle außergewöhnlich schwach sein muß. Außerdem müßten in diesem Falle die Teile des kontinuierlichen Spektrums der Lage der einzelnen Molekülbanden entsprechen. Ein kontinuierliches Spektrum könnte sich nicht über das gesamte Gebiet von Ultraviolett bis Infrarot hinziehen.

Im isothermen Plasma der Bogensäule (und ebenso im isothermen Plasma der Sternatmosphären) sind Bedingungen für ein intensives Rekombinationsleuchten vorhanden. Im Gleichgewichtszustand der thermischen Ionisierung gehen gleichviele Ionisierungs- und Rekombinationsprozesse vor sich. Gleichzeitig damit führt die gegenseitige Beeinflussung der elektrischen Felder der Atome bei hohem Druck nicht nur zu einer Verbreiterung der Spektrallinien, sondern auch zur Herabsetzung des Ionisierungspotentials eines Atoms oder, mit anderen Worten, zur Herabsetzung der Potentialschwelle jedes Atoms am Rande des Potentialtopfes. Das Ionisierungsniveau verschiebt sich gleichsam zu den niedriger liegenden, ihrerseits verschmierten Anregungsniveaus und verschmilzt mit ihnen. Dadurch erweist sich ein bedeutender Teil der Atome, die unter anderen Bedingungen durch Stöße mit Elektronen und neutralen Partikeln lediglich angeregt würden, als ionisiert. Das vergrößert die Konzentration der Elektronen und positiven Ionen bedeutend und folglich auch die Intensität des kontinuierlichen Rekombinationsspektrums.

Die Emission von Lichtquanten beim Übergang eines freien Elektrons auf diskrete (wenngleich verschmierte) Niveaus genügt jedoch zur Erklärung des kontinuierlichen Spektrums in allen Wellenlängenbereichen nicht. Die von einem freien Elektron bei seiner Rückkehr auf ein diskretes Energieniveau des Atoms abgegebene Energie ist mindestens gleich der Ionisierungsenergie des Elektrons von diesem Niveau aus, und das Rekombinationsspektrum müßte eine mehr oder weniger scharfe Grenze zur langwelligen Seite hin aufweisen.

Die Quanten der elektromagnetischen Strahlung entstehen jedoch nicht nur beim Übergang der Elektronen auf diskrete Energieniveaus der Atome, sondern auch beim Abbremsen der Elektronen. Ein Beispiel solcher *Bremsstrahlung* kennen wir von der Erzeugung „*weicher*" Röntgenstrahlen beim Aufschlag von Elektronen auf die Antikathode einer Röntgenröhre. Diese Abbremsung könnte man dem Übergang eines Elektrons von einem nichtdiskreten (freien) energetischen Niveau auf ein anderes ebenfalls nichtdiskretes (freies) Niveau gleichstellen. Ein sich im Mikrofeld des Plasmas bewegendes Elektron kann auf den einzelnen Wegstrecken unmöglich ein Anlaufen von Gegenfeldern vermeiden. Eine entsprechende Abbremsung wird daher zwangsläufig eine Strahlung hervorrufen. Die Energiedifferenz der beiden freien Niveaus, zwischen denen der Übergang eines Elektrons vor sich geht, kann beliebig sein, und damit auch die Energie des ausgestrahlten Quants. Das Strahlungsspektrum kann sich beliebig weit ausdehnen, sowohl in Richtung langer wie auch kurzer Wellen.

Auf diese Weise erklärt sich das kontinuierliche Spektrum der Gase durch „diskret-freie" und „frei-freie" Übergänge der Elektronen, d. h. das Rekombinationsleuchten und die Bremsstrahlung im isothermen Plasma [1199].

Die Berechnung der Intensität als Summe der Intensität von Bremsstrahlung und Rekombinationsleuchten auf den einzelnen verschmierten Energieniveaus führte zu

der Schlußfolgerung [1166], daß die Intensität I des kontinuierlichen Spektrums pro Frequenzeinheit ($1\ \mathrm{cm}^{-1}$) durch eine Formel folgender Gestalt auszudrücken sein müßte:

$$I = \mathrm{const}\ N^2 e^{-\frac{eV_m}{kT}}, \tag{440}$$

worin N die Konzentration der Gasatome und V_m das reduzierte Anregungspotential sind. Folglich müßte I von der Frequenz des ausgestrahlten Lichtes unabhängig sein. Das Experiment zeigt, daß dies nur näherungsweise der Fall ist. Andere Autoren [1163, 1166, 1199] haben eine solche Diskrepanz von Theorie und Experiment durch gewisse Ungenauigkeiten in den früheren Berechnungen erklärt.

Um zu verstehen, weshalb das Verhältnis der Helligkeit des kontinuierlichen Spektrums zur Helligkeit der einzelnen Linien einer Edelgashochdruckentladung viel größer als bei Quecksilberdampf ist, muß man die Anordnung der Elektronenniveaus im Quecksilberatom einerseits und in den Atomen der Edelgase Ne, Ar, Kr, Xe andererseits vergleichen. Das Verhältnis des Ionisierungspotentials zum ersten Anregungspotential ist bei Quecksilberdampf viel größer als bei Ne, Ar, Kr und Xe. Das gleiche gilt für das Verhältnis des Ionisierungspotentials zum reduzierten Anregungspotential. Bei starken elektrischen Feldern der Atome wird daher durch die Verschmelzung der verschmierten Ionisierungsniveaus mit den gleichfalls verschmierten Anregungsniveaus im Falle der Edelgase eine größere Anzahl von Anregungsniveaus erfaßt als bei Quecksilberdampf, und die relative Wahrscheinlichkeit der Rekombination wächst stark an. Außerdem kann, von der BOLTZMANN- und SAHA-Formel ausgehend, leicht gezeigt werden [1199], daß die Strahlungsintensität I_L der einzelnen Spektrallinien der Konzentration N der Gasatome und $e^{-\frac{eV_a}{kT}}$ proportional ist, worin V_a das Anregungspotential der gegebenen Linie ist, d. h.

$$I_L = \mathrm{const}_1\, N e^{-\frac{eV_a}{kT}}, \tag{441}$$

während die Intensität I_{Rek} des Rekombinationsleuchtens proportional N^2 und $e^{-\frac{eV_{i\,\mathrm{eff}}}{kT}}$ ist, wobei $V_{i\,\mathrm{eff}}$ das effektive (durch die elektrischen Felder der Atome herabgesetzte) Ionisierungspotential ist, d. h.

$$I_{\mathrm{Rek}} = \mathrm{const}_2\, N^2 e^{-\frac{eV_{i\,\mathrm{eff}}}{kT}}. \tag{442}$$

Deshalb wächst I_{Rek} mit zunehmender Konzentration viel rascher als I_L.

Die Temperatur der Bogensäule ist durch ihre Energiebilanz bedingt. In dieser Bilanz wird die Energie hauptsächlich durch die Strahlung verbraucht. Da das reduzierte Anregungspotential V_m für Edelgase höher ist als für Quecksilberdampf, so ist bei ein und derselben Temperatur der Energieverbrauch für die Strahlung der Hochdruckbogensäule in Edelgasen kleiner als im Quecksilberdampf. Das führt zu einer höheren Temperatur in den Edelgasen im Vergleich zum Quecksilberdampf. Die höheren Temperaturen T im Ausdruck (442) für die Intensität des Rekombinationsleuchtens kompensieren ihrerseits die höheren Ionisierungspotentiale bei Edelgasen. Deshalb wächst bei Ne, Ar, Kr und Xe das Verhältnis $\frac{I_{\mathrm{Rek}}}{I_L}$ schneller als bei Hg-Dampf, um so mehr als nach den oben angeführten Ursachen die elektrischen Felder

der Atome in Edelgasen zu einer größeren Verminderung von $V_{i_{\mathrm{eff}}}$ führen als in Quecksilberdampf.

Außerdem geht in die SAHA-Gleichung

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = \frac{\sigma_i \sigma_e}{\sigma_0} \, 4{,}73 \cdot 10^3 \, \frac{1}{p} \left(\frac{kT}{e}\right)^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{e V_i}{kT}} \tag{443}$$

der Faktor $\frac{\sigma_i \sigma_e}{\sigma_0}$ ein, wobei σ_i, σ_e und σ_0 die Zustandssummen der Ionen, der Elektronen und der neutralen Atome sind, die praktisch den statistischen Gewichten der Grundzustände gleich sind. Für ein freies Elektron ist das statistische Gewicht σ_e immer gleich 2 (zwei mögliche Richtungen des Spinvektors eines Elektrons). Für Hg ist $\sigma_0 = 1$, $\sigma_i = 2$, d. h., für die Valenzelektronen des Ions Hg^+ gibt es zwei mögliche Zustände. Für Ne, Ar, Kr und Xe ist $\sigma_0 = 1$, $\sigma_i = 6$ (6 verschiedene Kombinationen der Quantenzahlen der Valenzelektronen bei kleinstem Wert der Hauptquantenzahl). Deshalb ist der Faktor $\frac{\sigma_i \sigma_e}{\sigma_0}$ in Gleichung (443) für Edelgase dreimal größer als für Quecksilberdampf, und die Konzentration der Elektronen und Ionen bei ein und demselben Wert $\frac{V_i}{T}$ ist mindestens dreimal größer. Das führt zur weiteren Herabsetzung von $V_{i\mathrm{eff}}$.

Über das kontinuierliche Spektrum bei Gasentladungen siehe auch [1171, 1205].

§ 14. Das Nachleuchten einer Gasentladung

Als *Nachleuchten* des Gases bei einer Entladung bezeichnet man jene Erscheinung, bei der das Leuchten des Gases nicht gleichzeitig mit der Unterbrechung der Entladung aufhört, sondern allmählich abklingt und erst nach einer gewissen Zeit endgültig verschwindet. Sämtliche Fälle des Nachleuchtens kann man in folgende drei verschiedenen Gruppen aufteilen:

1. Das Nachleuchten, das manchmal bis zu 10^{-2} Sekunden andauert und das damit zusammenhängt, daß die Rückkehr der Gasatome in den Grundzustand (Entionisierung der Entladungsstrecke) nicht augenblicklich verläuft, sondern im Verlaufe einer endlichen Zeitspanne.

2. Das spezifische Nachleuchten des Stickstoffes, das mit der Bildung des sogenannten *aktiven Stickstoffes* verbunden ist und manchmal bis zu 20 Minuten und mehr nach der Unterbrechung der Entladung andauert.

3. Das Nachleuchten der Wandungen der Entladungsröhre unter der Wirkung der im Gas stattfindenden Prozesse.

Als Beispiel für die erste Gruppe kann man das Nachleuchten von Neon, Argon und der Argon-Neon-Gemische bei Glimmentladungen anführen [1116]. Hierbei beobachtet man zwei Erscheinungsformen. Bei Verminderung der Elektrodenspannung einer Glimmentladung unter die kleinste Brennspannung (Löschspannung) auf etwa 10—60 V klingt die Glimmentladung innerhalb von ca. 10^{-3} s ab. Hierbei wird sie weniger scharf im Raum beschränkt und schiebt sich von der Kathode weg. Bei weiterer Herabsetzung der Elektrodenspannung und insbesondere bei plötzlicher Spannungsabschaltung verschwindet dieses Leuchten sofort. Gleichzeitig beobachtet man um die Stelle, die von der Glimmentladung vorher eingenommen wurde, ein

Nachleuchten der Aureole. Dieses Nachleuchten ist bei plötzlicher Unterbrechung der Spannung intensiver, und in gewissen Fällen ist es sogar intensiver als das Leuchten der Aureole während der Entladung.

Die erste Erscheinung erklärt DRUYVESTEYN durch allmähliches Abklingen der Elektronenlawinen bei verminderter Spannung (siehe Kapitel XIII; wenn der Verstärkungsfaktor $\mu < 1$ ist), die andere durch das bei der Rekombination der Elektronen und positiven Ionen im Gasvolumen stattfindende Leuchten. Die größere Helligkeit schreibt er einer Verminderung der Relativgeschwindigkeit der Elektronen und positiven Ionen zu, die ihre Rekombination fördert.

Ähnliche Erscheinungen in Edelgasen sind auch von anderen Forschern beschrieben worden: für die Glimmentladung [1117] und für die Bogenentladung [1118]. Das während der Entionisierungszeit stattfindende Nachleuchten wurde auch im Quecksilberdampf mehrfach beobachtet und untersucht [1151—1160].

Dem Nachleuchten des Stickstoffes, das hauptsächlich bei hohen Drucken (Größenordnung von Atmosphären) in der Funkenentladung und bei der Hochfrequenzentladung beobachtet wird, wurde eine große Zahl von Untersuchungen und Aufsätzen gewidmet [1119—1150]. Besonders intensiv und viel beschäftigte sich damit STRUTT (RAYLEIGH). Die Bildung des aktiven Stickstoffes ist zweifellos mit der Dissoziation der Stickstoffmoleküle zu freien Atomen in der elektrischen Entladung verbunden. Für die in aktivem Stickstoff stattfindenden Vorgänge spielt jedoch auch die Bildung metastabiler Atome und angeregter Stickstoffmoleküle, die von unelastischen Stößen zweiter Art und von spontaner Strahlung begleitet sind, eine große Rolle. Das Nachleuchten ist eng mit der Rückkehr des Stickstoffes in den Grundzustand verbunden, es begleitet diese Rückkehr aber nicht immer. Es werden Stadien beobachtet, in denen der immer noch chemisch aktive Stickstoff nicht leuchtet. Die Helligkeit des Nachleuchtens vom aktiven Stickstoff hängt sowohl von der Konzentration des aktiven Stickstoffes als auch von der Konzentration des darüber hinaus vorhandenen molekularen Stickstoffes ab. Bei der Ausdehnung des leuchtenden aktiven Stickstoffes vermindert sich die Helligkeit seines Leuchtens, bei der Zusammenziehung vergrößert sie sich. Sowohl die Abnahme als auch die Zunahme der Helligkeit sind hier beinahe dem Gasvolumen proportional. Bei der Diffusion einer bestimmten Menge des leuchtenden aktiven Stickstoffes in ein gleiches Volumen normalen Stickstoffes vermindert sich die Helligkeit auf etwa $^1/_4$ [1146].

Aus diesen Versuchen geht hervor, daß am Strahlungsprozeß insgesamt drei Teilchen beteiligt sind (trimolekulare Reaktion), von denen zwei atomaren Stickstoff darstellen. Bei dieser Schlußfolgerung wurde die Voraussetzung gemacht, daß der aktive Stickstoff aus einem Gemisch einer großen Anzahl Stickstoffmoleküle besteht und einer verhältnismäßig kleinen Anzahl Stickstoffatome. Der aktive Stickstoff besitzt keine erhöhte elektrische Leitfähigkeit, deshalb ist es nicht nötig, seine Eigenschaften durch Ionisierung der Moleküle oder Atome zu erklären. Da die Verweilzeit beliebiger Teilchen im metastabilen Zustand bei den Versuchen mit aktivem Stickstoff nicht mehr beträgt als einige zehntel Sekunden, so ist die einzige Möglichkeit für das Verbleiben des Stickstoffes im aktiven Zustand und das Nachleuchten, das auf mehrere Minuten veranschlagt wird, dadurch zu erklären, daß man die Nachleuchtdauer mit der Verweilzeit eines gewissen Teils der Stickstoffpartikel dem Zustand freier Atome gleichsetzt.

Das genaue Bild der Prozesse für die Entstehung des Leuchtens bei der Rekombination der Stickstoffatome zu Molekülen hat eine Reihe Stadien durchlaufen, wobei

von verschiedenen Autoren verschiedene Theorien entwickelt wurden. Es wurden nacheinander verworfen: a) die Vorstellungen über die Bildung von Molekülen N_3 [1120] (die Reaktion $N_2 + N \rightarrow N_3$ und das Leuchten bei weiterer Reaktion $N_3 + N \rightarrow 2\,N_2$); b) die Theorie, die die Aktivität und die Dauer des Leuchtens der Bildung metastabiler Moleküle zuschrieb [1121, 1122]; c) die Annahme, daß das Nachleuchten des Stickstoffes unmittelbar bei der Rekombination zweier Stickstoffatome zu einem Molekül stattfindet [1123, 1124] (diese Vorstellung widerspricht der modernen Theorie von der Vereinigung der Atome zum Molekül); d) die gleiche Voraussetzung, ergänzt durch die Annahme, daß die von der Strahlung begleitete Rekombination im Dreierstoß vor sich geht [1125]. In der letzten Form widerspricht diese Hypothese weder der Theorie der Moleküle noch den beim Nachleuchten stattfindenden quantitativen Beziehungen. Umgekehrt, die verhältnismäßig geringe Wahrscheinlichkeit für Dreierstöße erklärt sich gut mit der Dauer der Nachleuchtprozesse. Einige Feinheiten dieses Bildes jedoch stehen im Widerspruch zu neueren spektroskopischen Daten [1126, 1127].

In besserem Einklang mit dem Experiment sind die Theorien, die sowohl die Möglichkeit einer Strahlung im Dreierstoß wie auch diejenigen Prozesse berücksichtigen, die mit der Bildung metastabiler Atome und Moleküle im aktiven Stickstoff verbunden sind [1130, 1137]. Nach diesen Theorien ist die Dissoziationsenergie, die bei der Rekombination zweier Stickstoffatome mit ca. 9,5 eV frei wird, zwar zu klein, um die Energieniveaus des Stickstoffmoleküls, die den im Spektrum des Nachleuchtens beobachteten Banden entsprechen, anzuregen, genügt jedoch völlig für die Anregung eines der metastabilen Zustände des Stickstoffmoleküls N_2^A mit der Energie 9,5 eV nach der Reaktion $N + N + N_2 = N_2 + N_2^A$. Bei der Wechselwirkung zweier metastabiler Moleküle N_2^A in der Reaktion

$$N_2^A + N_2^A \rightarrow N_2 + N'' + N'$$

entstehen die metastabilen Atome N'' und N' (mit der Energie von 2,37 und 3,56 eV). Weiter werden bei Wechselwirkung eines angeregten Stickstoffmoleküls mit einem angeregten Atom N'' oder N' nach der Gleichung $N_2^A + N'' \rightarrow N_2 + N + \mathcal{E}_2$ oder $N_2^A + N' \rightarrow N_2 + N + \mathcal{E}_1$ die Energien $\mathcal{E}_1 = 10{,}4$ eV und $\mathcal{E}_2 = 11{,}6$ eV frei, die zur Anregung der notwendigen oberen Energieniveaus der beobachteten Bänder ausreichen. Besteht man nicht auf den in dieser Theorie vorausgesetzten Einzelheiten der Prozesse, so kann man das von ihr entworfene Bild als richtig betrachten.

Die unelastischen Stöße zweiter Art zwischen metastabilen Atomen und Molekülen des Stickstoffes können nicht nur mit normalen Stickstoffmolekülen, sondern auch mit den Partikeln einer Beimischung vorkommen. Deshalb hat die Existenz von Beimischungen im Stickstoff starken Einfluß nicht nur auf die Helligkeit, sondern sogar auf die Möglichkeit des Nachleuchtens. Auf Grund quantitativer Betrachtungen des Einflusses von Beimischungen wie O_2 und H_2O auf das Nachleuchten des Stickstoffes wurde eine Art Kontrolle der Reinheit des Stickstoffes vorgeschlagen [1128, 1129]. Bei Anwesenheit von O_2 und H_2O in größerer Menge als $10^{-3}\,\%$ wird kein Nachleuchten des Stickstoffes mehr beobachtet. Auch die Überlegung, daß der „reine" Stickstoff (bei einer Beimischungsmenge von $< 10^{-5}\,\%$) ebenfalls kein Nachleuchten ergibt, hat nicht die allgemeine Anerkennung gefunden.

4. Das Nachleuchten von Quarz- und Glaswandungen des Kolbens wurde bei der hochfrequenten Ringentladung in Wasserstoff beobachtet [1161]. Es wurde festgestellt, daß dieses Leuchten keine Phosphoreszenz des Glases oder des Quarzes

darstellt, sondern eine Folge der Elektronenprozesse im Gas ist, die nach der unterbrochenen Entladung andauern und zu spezifischen Prozessen auf der Grenze Gas—Glaswandung führen. Die letztere Hypothese bestätigt sich durch ein Nachleuchten jener Banden im Spektrum, die den Molekülen der Verbindungen von Si entsprechen — einer der Hauptkomponenten des Glases. Über das Nachleuchten einer Entladung siehe auch [1162, 1193, 1196]. Zu den Fragen der Strahlung der Gasentladung siehe [1173, 1174, 1182, 1187, 1190, 1191, 1197, 2482].

XII. Klassifikation verschiedener Typen und besonderer Teile von Gasentladungen nach den jeweils stattfindenden Elementarprozessen Übersicht der Gasentladungstheorien

§ 1. Die Theorien der Gasentladung

Die Aufgabe jeder beliebigen Theorie der Gasentladung besteht darin, die qualitativen und quantitativen, makroskopischen, unmittelbar beobachteten Entladungsvorgänge und die damit verbundenen makroskopischen Parameter (Stromstärke, elektrische Längsfeldstärke, Intensität der Strahlung einer gegebenen Wellenlänge, Gastemperatur usw.) mit den in der Entladung stattfindenden Elementarprozessen und mit den diese Prozesse charakterisierenden Größen — den Mikroparametern — zu verbinden. Jede der modernen Entladungstheorien spiegelt die Wirklichkeit für bestimmte Entladungsformen und für bestimmte Teile der Entladungsstrecke mehr oder weniger gut wider. Darum geht aus der Betrachtung des Anwendungsbereiches jeder gegebenen Theorie naturgemäß die Klassifikation der Entladungen hervor. Sie ist bedingt durch das Überwiegen dieses oder jenes Elementarprozesses und durch die charakteristischen Besonderheiten der Bewegung von Elektronen und Ionen in der Entladung.

Als erste quantitative Theorie einer Gasentladung erschien die Theorie der *Elektronenlawinen* von TOWNSEND. Diese Theorie ist für eine unselbständige Entladung anwendbar und bringt uns lediglich dem Übergang einer unselbständigen in eine selbständige Entladung näher.

Um 1930 wurde die Theorie von TOWNSEND durch ROGOWSKI unter Berücksichtigung des elektrischen Feldes in der Entladungsstrecke, als Folge der Existenz geladener Teilchen, ergänzt. Die Verknüpfung von Feldstärke und Raumladung gleicher Polarität wird durch die POISSON-Gleichung

$$\nabla^2 V = -4\pi\,\varrho \tag{444}$$

oder

$$\operatorname{div} E = 4\pi\,\varrho \tag{445}$$

erfaßt, worin V das Potential, E die Feldstärke und ϱ die Ladung pro cm^3 sind. Die TOWNSEND-ROGOWSKI-Theorie erwies sich auch auf selbständige Entladungen anwendbar.

Eine andere Vervollkommnung der Theorie von TOWNSEND war die Erfassung nicht nur der unelastischen Stöße erster Art, sondern auch der unelastischen Stöße zweiter Art, bei der Berechnung der Volumenionisation. Diese Erfassung ändert die Form der Gleichungen nicht, sondern liefert lediglich für den Ionisationskoeffizienten α einen etwas anderen Wert. Die letzte Ergänzung der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie besteht in einer anderen Erklärung des Koeffizienten γ für die Oberflächenionisation. Es zeigte sich, daß der Elektronenaustritt aus der Kathode nicht nur durch die Wirkung positiver Ionen geschieht, sondern auch infolge einer Reihe anderer Ursachen.

Die TOWNSEND-ROGOWSKIsche Theorie ist auf die unselbständige TOWNSEND-Entladung, auf die Kathodenteile der Glimmentladung und auf die Koronahaut der Koronaentladung anwendbar. Das Charakteristische dieser Typen und Gebiete der Entladung besteht darin, daß in den Elektronenlawinen die gerichtete Bewegung der Elektronen über ihre ungeordnete Wärmebewegung dominiert.

Die Vorgänge in den Teilen der Entladungsstrecke, in denen das Anwachsen und die Ausdehnung der Elektronenlawinen nicht eintreten kann, da dort die elektrische Feldstärke nicht genügend groß ist, wurden durch die Theorie des *Gasentladungsplasmas* von LANGMUIR und seiner Schule, beginnend mit dem Jahre 1924, geklärt. Das Plasma ist ein stark ionisiertes Gas. Man kann es als Gemisch, bestehend aus dem Neutralgas, den positiven Ionen und den Elektronen, betrachten. Ein Teil der Moleküle und Atome des Neutralgases befindet sich in angeregtem Zustand. In gewissen Fällen besteht ein Teil der negativ geladenen Teilchen im Plasma aus negativen Ionen. Die Konzentration der positiven Ionen ist gleich oder fast gleich der Elektronenkonzentration (oder der Konzentration der Elektronen und der negativen Ionen insgesamt). Die ungeordnete (chaotische) Bewegung, die den Elektronen und Ionen im Plasma zugleich mit den neutralen Molekülen eigen ist — die Wärmebewegung —, übertrifft die gerichtete Bewegung der Elektronen und Ionen im elektrischen Feld der Entladung. Die mittlere Energie der ungeordneten Elektronenbewegung ist viel höher als die mittlere Bewegungsenergie der Gasmoleküle. Dies findet seinen Ausdruck darin, daß *die Temperatur der Elektronen viel höher ist als die Temperatur des neutralen Gases.*

Das Fehlen eines thermischen Gleichgewichtes unter den verschiedenen Partikeln im Plasma findet seine Erklärung in folgendem: Die Größe der mittleren kinetischen Elektronenenergie stellt sich als Folge von Stößen mit den Gasmolekülen einerseits und der beschleunigenden Wirkung der elektrischen Felder andererseits ein. Unter stationären Bedingungen verliert das Elektron bei jedem Stoß im Mittel jene Energie, die es im Durchschnitt auf einer freien Weglänge zwischen zwei Zusammenstößen erwirbt. Wegen seiner kleinen Masse im Vergleich zur Masse eines Gasteilchens verliert das Elektron bei jedem elastischen Zusammenstoß im Mittel lediglich einen unbedeutenden Teil (0,2 %) seiner kinetischen Energie. Deshalb vergrößert sich die mittlere kinetische Energie der Elektronen unter der Wirkung des elektrischen Feldes erst dann nicht mehr, wenn diese Energie bereits einen verhältnismäßig großen Wert erlangt hat.

Die Temperatur des Elektronengases im Plasma ist von der Gasdichte (die die Größe der mittleren freien Weglänge bestimmt), von der elektrischen Feldstärke und von einer Reihe anderer Ursachen abhängig. Bei kleinen Gasdrucken (der Größenordnung von Bruchteilen eines Torr) erreicht die Temperatur des Elektronengases

mehrere Zehntausend Grad, während die Temperatur des Neutralgases verhältnismäßig wenig die Zimmertemperatur übersteigt.

Die Ionisierung des Gases im Plasma sowie die Anregung von Atomen und Molekülen geschieht durch unelastische Stöße der schnellsten Plasmaelektronen. Ein ständiger Verlust von Elektronen und Ionen vollzieht sich durch ihre Diffusion zu den Röhrenwandungen, auf denen sie zu Neutralgasteilchen rekombinieren. Ein unbedeutender Teil der in der Entladung gebildeten positiven Ionen wandert zur Kathode. Mit dem Entladungsstrom tritt in das Plasma ständig eine gewisse Anzahl von Elektronen aus den kathodischen Entladungsteilen. Die Anzahl der zur Anode gelangenden Elektronen ist gleich der Zahl der positiven Ionen, die zur Kathode gehen. Das Plasma ist homogen. Als Beispiel für ein homogenes Plasma kann die positive Säule einer Entladung genannt werden, die fast die gesamte Länge des Entladungsgefäßes ausfüllt.

Ein weiteres Gebiet der LANGMUIRschen Theorie behandelt die Grenz- und Doppelschichten eines Plasmas, die sich infolge einer Raumladung an den Berührungsstellen des Plasmas mit Elektroden (Sonden) und Wandungen bilden. Dieser Teil der Theorie gestattet es, die Vorgänge auf der Kathode in den Fällen zu erfassen, in denen keine TOWNSEND-Lawinen gebildet werden (Bogenentladung, Entladung mit geheizter Kathode).

Die Plasmatheorie von LANGMUIR ist auf die positive Säule der Glimm- und Bogenentladung bei nicht sehr hohen Gasdichten, auf die Hochfrequenzentladungen in verdünnten Gasen und die Bogenentladung mit Kathodenheizung anwendbar. Im letztgenannten Fall füllt das Plasma bei geringen Drucken die gesamte Entladungsröhre aus mit Ausnahme der dünnen Schichten an der Kathodenoberfläche und an der Oberfläche der Anode.

Die Ausgangspunkte der Theorie von TOWNSEND-ROGOWSKI und der Theorie von LANGMUIR haben viel Gemeinsames.

1. Es wird vorausgesetzt, daß von allen möglichen Ionisierungsprozessen des Gases im Volumen die Hauptrolle den ionisierenden Elektronenstößen zukommt; eine zusätzliche Ionisierung erfolgt auf Kosten der Anregungsenergie der Atome (unelastische Stöße zweiter Art).

2. Eine wesentliche Bedeutung wird den Prozessen auf der Kathode zugeschrieben. Nach der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie kann sich eine selbständige Entladung ohne die Prozesse auf der Kathode nicht ausbilden und fortbestehen, mit Ausnahme der Hochfrequenzentladung. Damit das LANGMUIRsche Plasma erhalten bleibt, ist die Existenz des Kathodenfallgebietes einer Glimmentladung oder einer Kathode nötig, die auf thermischem Wege oder durch Feldemission eine hinreichende Zahl von Elektronen liefert.

3. Die Entladungsstrecke wird als mehr oder weniger homogen angenommen. So wird in der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie die Zahl der pro Sekunde von gleichgroßen Elementen der Kathodenoberfläche ausgehenden Elektronen als gleich angenommen. Die Konzentration der Elektronen und die elektrische Feldstärke sind für jeden Querschnitt der Entladungsstrecke die gleichen. In der Theorie von LANGMUIR ist das Plasma längs der Entladungsachse homogen; die Konzentration der Elektronen und die Längsfeldstärke (der Gradient) sind konstant. Senkrecht zur Achse der Entladung ist die horizontale Komponente der Längsfeldstärke ebenfalls konstant. Die elektrische Längsfeldstärke und die Konzentration der

Elektronen ändern sich in radialer Richtung monoton. Die Entladung erstreckt sich über den gesamten Querschnitt der Röhre.

4. Die Verwandtschaft beider Theorien findet ihren Ausdruck darin, daß beide eine mittlere Feldstärke annehmen, ohne mit Ungleichmäßigkeiten der Feldstärke, z. B. infolge besonderer Lawinen, zu rechnen.

In den Rahmen der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie passen nicht hinein: erstens die eingeschnürte Entladung — eine Entladungsform, die bei hohem Gasdruck und großen Stromstärken auftritt, und zweitens die ganze Vielfalt der Funkenentladungen, bis zu deren bedeutendster Form, dem Blitz. Vor allem besitzen diese Entladungsarten keinerlei Homogenität, von der soeben die Rede war.

Besonders gut kann man das Auftreten dieser Inhomogenität bei einer Vergrößerung der Gasdichte an einer Quecksilberdampfentladung beobachten. In diesem Fall geht gleichzeitig mit dem Druckanstieg des Quecksilberdampfes die sogenannte *Einschnürung* der positiven Säule vor sich, die durch die ungleichmäßige Temperaturverteilung über den Querschnitt der Entladungsröhre hervorgerufen wird. Ist der Temperaturanstieg in der Röhrenachse und die allgemeine Zunahme der Quecksilberdampfdichte genügend weit vorgeschritten, so erwirbt der gesamte Entladungsprozeß eine neue Eigenschaft. Neben der Stoßionisierung durch schnelle Elektronen beginnt nun eine thermische Ionisierung vor sich zu gehen. Infolge der Verminderung der freien Elektronenweglänge bei Vergrößerung des Quecksilberdampfdruckes wird der Mittelwert der kinetischen Energie der Elektronen im Plasma und folglich auch die Anzahl der schnellen Elektronen verringert. Die thermische Ionisierung gewinnt an Bedeutung, und die Temperatur des Neutralgases sowie die Temperatur des Elektronengases nähern sich einander in der Nähe der Röhrenachse.

Quecksilbermenge, Wandbelastung und Kühlung von Quecksilber-Höchstdrucklampen werden so berechnet, daß je nach Type ein Druck von 20—100 Atm erreicht wird. Dabei wird in engen Kapillarröhren die Einschnürung der Entladung so stark, daß in der gesamten Röhre nur ein außergewöhnlich dünner Faden sehr hell leuchtet. Seine Helligkeit kommt der Helligkeit des Sonnenlichtes gleich bzw. übertrifft sie. Der Durchmesser der eingeschnürten leuchtenden Säule beträgt in diesen besonderen Fällen ca. 0,1 mm. Für diesen Entladungstypus ist sowohl die TOWNSENDsche Theorie wie auch die Theorie von LANGMUIR unbrauchbar, da die Annahmen über die Homogenität der Entladungsstrecke und das Übergewicht der Ionisierung durch Elektronenstoß nicht mehr zu Recht bestehen.

Die Eigenschaften des Hochdruckplasmas lassen sich mit einer anderen Theorie erfassen. Wir haben in diesem Falle ein *isothermes Plasma*, d. h. ein Plasma, in dem die Temperaturen des Elektronengases, des Ionengases und des Neutralgases gleich oder fast gleich sind. Es handelt sich also um einen thermodynamischen Gleichgewichtsfall. Wir können für die theoretische Fassung der beobachteten Erscheinung die Gesetze der Thermodynamik benutzen.

Ausgehend von der SAHA-Gleichung und dem BOLTZMANN-Theorem, entwickelte ELENBAAS im Jahre 1933 eine Theorie des isothermen Plasmas. Das Experiment zeigte, daß diese Theorie quantitativ auch dann anwendbar ist, wenn das Plasma in der eingeschnürten Entladung noch nicht völlig das thermische Gleichgewicht erlangt hat. In der Plasmatheorie von LANGMUIR kommt es darauf an, wie die Anzahl der Ionisierungsakte pro Sekunde und Volumeneinheit von der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen abhängt. Da für die Ionisierungsfunktion kein analytischer Ausdruck existiert, kann man diesen Teil des Problems unter Benutzung einer

empirischen Formel für diese Funktion nur näherungsweise lösen. In der Theorie von ELENBAAS entfällt diese Schwierigkeit. Die entscheidende Größe ist die Temperatur, die die Zahl der ionisierten Atome, die Konzentration der Elektronen und auch die Zahl der angeregten Atome bestimmt. Daher genügt es zur quantitativen Lösung eines beliebigen Problems des isothermen Plasmas, die Temperaturverteilung in der Entladungsstrecke zu kennen. Das elektrische Entladungsproblem wird dann zu einem thermodynamischen Problem. Wir stoßen unerwartet auf die enge Verflechtung zweier verschiedener Gebiete der Physik und haben dabei ein Beispiel für die dialektische Einheit der Natur vor uns. Im Jahre 1940 gelang der Versuch, eine Erklärung für die Vorgänge an der Kathode der Bogenentladung mit Hilfe der Theorie des isothermen Plasmas [1209] zu geben.

In den Jahren 1938—1940 konnte noch eine Theorie der Gasentladung formuliert werden, und zwar die Theorie der Streamer durch die Schule des amerikanischen Physikers LOEB, die eine Erklärung für eine Reihe von Erscheinungen in der Funken- und Koronaentladung erlaubt.

Die Funkenentladung als besonders kurzzeitige Entladungsform entsteht bei einer großen Potentialdifferenz zwischen den Elektroden. Bei nicht zu großen Abständen zwischen den Elektroden und nicht zu großen Gasdrucken kann die Zündspannung der Funkenentladung (das Funkenpotential) U_z nach der Theorie von TOWNSEND richtig berechnet werden. Deshalb ist man an die Funkenentladung vom Standpunkt der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie herangetreten und hat die Bildung des Funkenkanals als Ursache für die Entwicklung der Elektronenlawinen angenommen. ROGOWSKI hat die Ergänzung der Theorie von TOWNSEND unter Berücksichtigung der Raumladungen unternommen, um die Widersprüche zwischen der von ihm experimentell festgestellten außergewöhnlich kurzen Zeit des Aufbaues der Funkenentladung ($< 1 \cdot 10^{-7}$ s bei einem Elektrodenabstand von 1 cm und Atmosphärendruck) und der Zeit von 10^{-4} bis 10^{-5} s für die Entwicklung der Entladung nach der Theorie von TOWNSEND zu beseitigen.

Die äußerst schnelle Entwicklung des Funkendurchbruches ist nicht die einzige Schwierigkeit bei der Erklärung der Prozesse der Funkenentladung auf Grund der Theorie der Elektronenlawinen. Die Funkenentladung besitzt eine Reihe typischer Besonderheiten, die nicht in diese Theorie hineinpassen. So stellt der Funkenkanal, d. h. der Weg, auf dem der Stromdurchgang durch das Gas erfolgt, ein hell leuchtendes, dünnes, verzweigtes, zickzackförmiges Gebilde dar. Die allgemeine Richtung des Kanals und die Richtung seiner einzelnen Abschnitte fallen nicht mit der Richtung der Kraftlinien des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden zusammen. Die einzelnen Funkenkanäle durchdringen bei weitem nicht die ganze Funkenstrecke, sondern werden nicht selten irgendwo im Innern dieser Strecke unterbrochen. Solche besonderen, unvollendeten Kanäle bilden sich sowohl an der Anode wie auch an der Kathode.

Die Frage nach den Elementarprozessen in der Funkenentladung fand eine qualitative Lösung in einer Arbeit von RAETHER, der die Entwicklung der Anfangsstadien der Funkenentladung mit Hilfe einer WILSON-Kammer beobachtete. Auf Grund dieser Versuche entstand die Vorstellung von den Streamern, den ionisierten Kanälen, die sich in der Entladungsstrecke durch eine kurzwellige Strahlung (intensive Photoionisierung), die am Kopf der Lawine ausgestrahlt wird, und bei ihrer Vereinigung mit den von den Photoelektronen erzeugten Lawinen einen starken Funkenkanal bilden.

MEEK und LOEB gaben in den Jahren 1939 und 1940 die quantitative Formulierung der Theorie der Streamer. Wesentlich bei dieser Theorie ist die Abwendung von dem mehr oder weniger gleichmäßigen Feld der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie, die für verschiedene Punkte ein und desselben Querschnittes der Entladungsröhre einheitlich ist. Die Streamertheorie erfaßt sämtliche Feldverzerrungen durch Ladungen, die im Kopf jeder Lawine und eines jeden Funkenkanals konzentriert sind.

Nach der Streamer-Theorie ist das Anwachsen eines *positiven* Streamers durch die gesamte Entladungsstrecke von der Anode bis dicht an die Kathode oder die Begegnung eines positiven und eines *negativen* Streamers an irgendeinem Punkt eine notwendige Bedingung für den Funkendurchbruch. Darauf fließen durch den Funkenkanal sehr starke Ströme, die zu einer sehr hohen Gastemperatur im Kanal und somit zur thermischen Anregung und zur thermischen Ionisation führen.

Das ist in groben Zügen das Bild der Funkenentladung. Nach der Streamer-Theorie wird dieses Bild mit zunehmender Länge des Funkens komplizierter.

Die Theorie über die Entwicklung des Funkenkanals nach der Bildung eines schmalen Kanals aus ionisiertem Gas ist in den letzten Jahren von einer Gruppe sowjetischer Physiker auf Grund ihrer experimentellen Untersuchungen weiterentwickelt worden, ebenso die Vorstellungen von der Stoßwelle, die sich vom ursprünglichen Kanal her ausbreitet (siehe Kapitel XVIII, § 8).

Auf der Grundlage der Theorie der Funkenentladung ist eine Theorie des Blitzes entwickelt worden.

§ 2. Die Klassifikation der verschiedenen Gasentladungstypen sowie der besonderen Entladungsgebiete nach den dort auftretenden Elementarprozessen

Der von uns im vorhergehenden Paragraphen flüchtig beschriebene Mechanismus der Entladungen verschiedener Typen gestattet die Klassifikation der Gasentladungen und ihrer besonderen Gebiete nach den dort stattfindenden Elementarprozessen in Form von Tabelle 27 darzustellen. In der ersten Spalte sind die der Klassifikation zugrunde liegenden Elementarprozesse im Volumen aufgeführt; in der zweiten Spalte ist das entsprechende Gebiet oder der Typus der Entladung angegeben; in der dritten Spalte sind die Elementarprozesse, die im gegebenen Fall an der Grenze Kathode — Gas vor sich gehen, aufgeführt; die vierte Spalte gibt den Charakter und die Rolle der Raumladungen an.

Tabelle 27

Klassifikation der besonderen Entladungstypen und d

Elementarprozesse im Volumen	Entladungstyp und Gebiet der Entladung
1	2
I. Im Volumen kommen keine Elementarprozesse vor, da Stöße geladener Teilchen mit den neutralen Partikeln nicht stattfinden. Der Strom wird durch die Elektronen im Hochvakuum unterhalten	*Die Entladung im Hochvakuum*
II. Die Volumenionisation des Gases geschieht nur durch Fremdionisation oder durch solche Ionen, die in das gegebene Gebiet aus anderen Gebieten eindringen	*Die Dunkelentladung* a) Abfließen elektrischer Ladungen durch d Luft b) Die unselbständige Dunkelentladung i Gas c) Das äußere unipolare Gebiet der Koron entladung
III. Ionisierung und Anregung durch Elektronenstöße direkt und stufenweise, die zur Entwicklung von Elektronenlawinen führen, die einander ununterbrochen folgen und mehr oder weniger gleichmäßig den gesamten Entladungsraum durch eine Raumladung ausfüllen. Unelastische Stöße zweiter Art	*Die Lawinenentladungen* a) Die unselbständige TOWNSEND-Entladun b) Die Kathodenteile der Glimmentladun c) Die Übergangsformen zwischen der TOWN END-Entladung und der Glimmentladun d) Die Kathodenteile der Übergangsforme zwischen Glimmentladung und Boge entladung e) Die Koronahaut der Koronaentladung
IV. Rasche Aufeinanderfolge und Wechselwirkung von direkten und indirekten Ionisierungs- und Anregungsprozessen durch Elektronenstöße und von Photoionisierungsprozessen im Volumen, die zur Ausbreitung von besonderen räumlich und zeitlich isolierten Streamern führen und mit der Bildung hochionisierter Funkenkanäle bei völliger Verzerrung des ursprünglich gleichmäßigen Feldes abschließen	*Die Streamer* a) Die Anfangsstadien der Funkenentladu in sämtlichen äußerlich verschiedenartig Formen b) Anfangsstadien des Blitzes c) Einzelne Fälle der Koronaentladung u der Büschelentladung

Entladungsgebiete nach Elementarprozessen

Elementarprozesse an der Kathodenoberfläche oder an der Grenze eines bestimmten Gebietes	Die Rolle der Raumladungen
3	4
Photoeffekt Thermische Elektronenemission Kalte Emission (Feldemission)	Die Raumladung begrenzt den Strom, solange der Sättigungsstrom nicht erreicht ist
In den Fällen a) und b) nicht unbedingt notwendig c) Prozesse an der Grenze der negativen und an der Grenze der positiven Koronahaut	In den Fällen a) und b) spielen sie fast keine Rolle c) Begrenzung des Entladungsstromes und Vorgänge in der Koronahaut
Photoeffekt Thermische Elektronenemission Verschiedene Arten der Sekundäremission an der Kathode Spezifische Prozesse an der Grenze der positiven Koronahaut, Photoionisation des Gases im Volumen	a) Spielen fast keine Rolle b), c), d) und e) bedingen die leuchtenden Gebiete und die Feldverteilung in der Entladung
Spielen keinerlei Rolle	Überaus wesentlich sind die von den Raumladungen einzelner Lawinen und Streamer geschaffenen Felder

Elementarprozesse im Volumen	Entladungstyp und Gebiet der Entladung
1	2
V. Die thermische Bewegung der Elektronen und Ionen dominiert über die gerichtete Bewegung. Die Ionisierung erfolgt durch Stöße der schnellsten Elektronen mit den Gaspartikeln. Die Konzentration positiver und negativer Ladungsträger ist einander gleich. Die mittlere Energie der Elektronen ist viel höher als die mittlere Energie der neutralen Gaspartikel. Der Energieverlust der Plasmaelektronen infolge der elastischen und unelastischen Stöße mit den Gaspartikeln wird durch die Beschleunigung der Elektronen durch das elektrische Längsfeld während ihrer freien Flugdauer wieder ausgeglichen	*Das nichtisotherme Plasma* a) Entladung mit geheizter Kathode (Niede voltbogen) b) Die positive Säule der Entladung c) Die positive Säule der Bogenentladu bei niedrigen Gasdrucken d) Die positive Säule der Hochfrequen entladung mit äußeren oder inneren Ele troden e) Die elektrodenlose Ringentladung
VI. Die ungeordnete Bewegung der geladenen Teilchen übertrifft, ebenso wie im Fall V, ihre gerichtete Bewegung. Die Prozesse in jedem gegebenen Volumenelement der Entladung werden ausschließlich von ihrer Temperatur bestimmt. Die Anzahl der ionisierten Partikel wird durch die thermische Ionisierung auf Kosten der pro cm Entladungslänge aufgewandten Wärmeenergie $I \cdot E_{\text{längs}}$ aufrechterhalten. Die Konzentration der positiv und negativ geladenen Teilchen ist einander gleich. Das gesamte Medium ist homogen und isotherm. Die mittlere Energie der Elektronen ist gleich der mittleren Energie der neutralen Gaspartikel	*Das isotherme Plasma* a) Eingeschnürte Bogensäule bei Hochdru b) Kanal einer Funkenentladung im Lau seiner späteren Stadien c) Leuchtender Blitzkanal

ementarprozesse an der Kathodenober- he oder an der Grenze eines bestimmten Gebietes	Die Rolle der Raumladungen
3	4
Thermische Elektronenemission Prozesse im FARADAY-Dunkelraum der Glimmentladung Thermische Elektronenemission oder kalte Emission den Fällen d) und e) fehlen sie	Die positiven und negativen Raumladungen kompensieren sich. Die Oberflächenladungen an den Gefäßwandungen oder die negativen Ionen in den äußeren Bezirken des Entladungsraumes verursachen ein zusätzliches Radialfeld
ielen keinerlei Rolle	Die positiven und negativen Raumladungen kompensieren sich in der Entladungsachse und verursachen in einem gewissen Abstand von der Achse ein Radialfeld

§ 3. Äußere Stabilitätsbedingungen einer Gasentladung

Für die Praxis ist es wichtig zu wissen, welche Entladungsform sich bei gegebenem Gaszustand und unter den gegebenen elektrischen Bedingungen nach Zündung der Gasstrecke einstellt. Die Entladungsform nach dem Durchbruch hängt von sehr vielen Bedingungen ab und wird nicht immer durch die Auswahl dieser Bedingungen eindeutig gelöst, da die Parameter der Gasentladung auch durch ihre Vorgeschichte bestimmt werden, d. h. durch die Reihenfolge der durchlaufenen energetischen und elektrischen Zustände. So kann man z. B. in gewissen Fällen bei einer bestimmten Verkopplung der äußeren Parameter und durch Beeinflussung der Wärmeprozesse in der Entladungsröhre je nach Wunsch eine Bogenentladung oder eine Glimmentladung erhalten. (Das Gas hat einen verhältnismäßig hohen Druck bis zu Atmosphärendruck einschließlich.) Es ist daher erforderlich, auf eine Reihe von Faktoren hinzuweisen, die das vorzugsweise Auftreten dieser oder jener Art der Entladung bedingen.

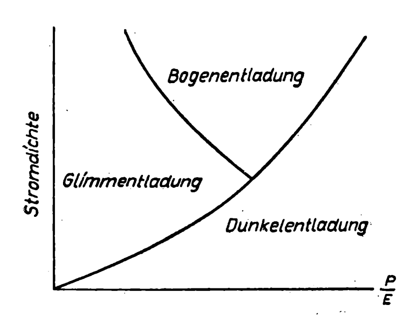


Abb. 172. Die Existenzbereiche der Dunkel-, Glimm- und Bogenentladung

Einer dieser Faktoren, der in bedeutendem Maße das Verhalten des Gases in der Entladung bei gegebener Potentialdifferenz bestimmt, ist die Dichte oder der ihr bei gegebener Temperatur proportionale Gasdruck. In Abb. 172 sind die stabilen Gebiete einer Glimm-, Bogen- und Dunkelentladung schematisch dargestellt. Um über die Entladungsform bei einer Veränderung der Gasdichte oder auch der Röhrenspannung urteilen zu können, ist in Abb. 172 auf der Abszissenachse nicht einfach die Gasdichte δ (oder der Druck p) aufgetragen, sondern das Verhältnis dieser Größen zur Feldstärke $\frac{\delta}{E}\left(\text{oder } \frac{p}{E}\right)$.

Ein anderer wesentlicher Faktor, der den Verlauf der Entladung bestimmt, ist die Erwärmung der Elektroden durch den Entladungsstrom. Unter sonst gleichen Bedingungen kommt die Entladung bei geringen Stromdichten nicht über den Bereich der Glimmentladung hinaus. Bei großer Stromdichte ist es sehr schwer, den Übergang zur Bogenentladung zu verhindern.

Eine sehr große Bedeutung hat die Ergiebigkeit der Stromquelle. So finden gewöhnlich bei hohen Drucken und beim Übergang der Entladung von der unselbständigen in die selbständige kurzzeitige Impulse einer Funkenentladung statt, da die Leistung der Hochspannungsstromquelle, die für den Durchbruch des Gases bei großem Druck verwendet wird, für die Unterhaltung einer anderen Entladung nicht genügt. Beim Durchbruch hat die Entladung die Tendenz, einen sehr hohen Strom aufzunehmen, der hauptsächlich durch die Elemente des äußeren Stromkreises begrenzt wird. Betrachten wir den Einfluß dieser Bedingungen, indem wir uns an die Schlußfolgerung der Arbeit [1210] halten. Die Stromquelle zur Speisung der Entladung habe die elektromotorische Kraft $\mathcal{E}$ (Abb. 173). Ferner sei I die Stromstärke der Entladung, C die Kapazität des Kreises und R der Widerstand, der den Strom durch die Röhre bestimmt.

Bezeichnen wir mit $I + i$ den Strom durch die Röhre bei einer Spannung U, so gibt uns $\left(\frac{dU}{di}\right)_{i=0}$ die Neigung der Tangente in dem Punkt der Charakteristik an, der dem Anfangsstrom I entspricht. Für $\left(\frac{dU}{di}\right)_{i=0}$ schreiben wir U'. Es wird nun die Frage gestellt, ob der von uns betrachtete Zustand (Strom I) stabil ist oder nicht. Zur Lösung nehmen wir an, daß sich der Strom durch die Röhre um einen sehr kleinen Betrag i geändert habe, wobei U die Potentialdifferenz an den Klemmen der Röhre ist, und betrachten, welche Änderung i im weiteren Verlauf erfährt. Wenn i weiter anwächst, so ist der Entladungszustand nicht stabil; wenn umgekehrt i stetig abnimmt, also der ursprüngliche Zustand wieder eintritt, so ist die Entladung stabil.

Bei dem von uns betrachteten Zustand fließt durch die Röhre ein konstanter Strom I aus der Quelle $\mathcal{E}$. Wir nehmen an, daß der gesamte Widerstand des äußeren Kreises in R vereinigt sei; den Widerstand der anderen Leitungen kann man außer

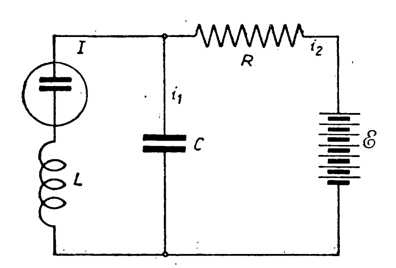


Abb. 173. Ersatzschaltbild zur Beurteilung der Stabilität einer Entladung

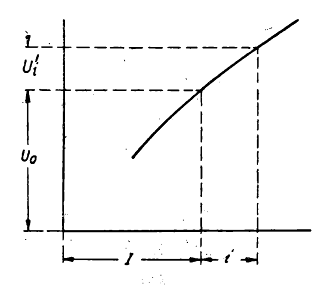


Abb. 174

acht lassen. Hieraus ergibt sich, daß die Spannung an den Klemmen der Röhre gleich der Spannung am Kondensator ist, durch den wir in Abb. 173 die Kapazität der Röhre und der Zuleitungen ersetzen; diese Spannung sei U_0. Infolge des Spannungsabfalls am Widerstand R ergibt sich

$$\mathcal{E} = U_0 + IR. \tag{446}$$

Betrachten wir nun die Strom-Spannungs-Charakteristik $U = f(i)$ der gegebenen Röhre (Abb. 174). Nach der Änderung der Stromstärke wird durch unsere Röhre ein Strom $I + i$ fließen, und da hierbei der Zustand nicht stationär ist, wird sich die Klemmenspannung der Röhre ändern, außerdem wird eine Änderung der Kondensatorladung erfolgen. Nach der Strom-Spannungs-Charakteristik hat der Zustand (I, U_0) auf der Abszisse die Änderung i erfahren. Da wir es im nicht stabilen Zustand mit einem veränderlichen Strom (Wechselstrom) zu tun haben, wird die Kondensatorspannung nicht nur durch die Röhrenspannung, sondern auch durch die EMK der Selbstinduktion ins Gleichgewicht gebracht. $I + i_2$ sei der gesamte Strom durch den Widerstand R. Der Kondensatorstrom sei i_1 und der Momentanwert der Kondensatorspannung U_1. Die Klemmenspannung der Röhre wird nun $U_0 + U' i$ betragen. Wir erhalten

$$\mathcal{E} = U_1 + (I + i_2) R; \tag{447}$$

$$U_1 - U_0 = U' i + L \frac{di}{dt}. \tag{448}$$

Nach dem KIRCHHOFFschen Gesetz ergibt sich:

$$i_2 = i_1 + i. \tag{449}$$

Gleichzeitig ist die zusätzliche Ladung Q des Kondensators infolge des Stromes i_1 gleich

$$Q = \int i_1\, dt = (U_1 - U_0) \cdot C, \tag{450}$$

wobei $U_1 - U_0$ die entsprechende Spannungsänderung des Kondensators ist. Subtrahieren wir (446) von (447), so finden wir:

$$U_1 - U_0 = -i_2 R. \tag{451}$$

Die Ausdrücke (448), (449) und (451) ergeben

$$U'i + L\frac{di}{dt} = -R(i + i_1). \tag{452}$$

Die Ausdrücke (448) und (450) ergeben

$$\frac{1}{C}\int i_1\, dt = U'i + L\frac{di}{dt}. \tag{453}$$

Differenziert man (453) nach t und setzt das Ergebnis in (452) ein, so finden wir

$$U'i + L\frac{di}{dt} = -iR - RCU'\frac{di}{dt} - RLC\frac{d^2 i}{dt^2} \tag{454}$$

oder

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L}\right)\frac{di}{dt} + \frac{1}{LC}\left(\frac{U'}{R} + 1\right) = 0. \tag{455}$$

Die Formel (455) ist eine Differentialgleichung für den Strom I.

Wie bekannt, wird das vollständige Integral der Gleichung (455)

$$i = A_1 e^{r_1 t} + A_2 e^{r_2 t} \tag{456}$$

sein, worin r_1 und r_2 die Wurzeln der durch

$$r = -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L}\right) \pm \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L}\right)^2 - \frac{1}{LC}\left(\frac{U'}{R} + 1\right)} \tag{457}$$

bestimmten charakteristischen Gleichung sind.

Ist der Wert der Wurzel in (457) größer als Null, so sind r_1 und r_2 reell, und i ist aperiodisch. In diesem Falle ist für die Stabilität des Prozesses notwendig, daß $r_1 < 0$ und $r_2 < 0$.

Es muß daher erstens das erste Glied des Ausdruckes (457) kleiner als Null sein, da sonst r_1, dem das $+$-Zeichen der Wurzel entspricht, als Summe zweier positiver Größen größer als Null wäre. Hieraus folgt als notwendige Bedingung der Stabilität (für reelles r_1 und r_2):

$$\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L} > 0. \tag{458}$$

Außerdem muß die absolute Größe der Wurzel im Ausdruck (457) kleiner sein als die absolute Größe des ersten Gliedes dieses Ausdruckes, da sonst r_1 größer als Null ist, ungeachtet des Vorzeichens des ersten Gliedes. Dazu ist notwendig, daß

$$\frac{1}{4}\left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L}\right)^2 - \frac{1}{LC}\left(\frac{U'}{R} + 1\right) < \left[\frac{1}{2}\left(\frac{1}{CR} + \frac{U'}{L}\right)\right]^2, \tag{459}$$

d. h., daß

$$\frac{1}{LC}\left(\frac{U'}{R}+1\right)>0 \tag{460}$$

oder, da L und C positive Größen sind, daß

$$\frac{U'}{R}+1>0\,. \tag{461}$$

Die Bedingung (461) stellt eine zweite Stabilitätsbedingung des betrachteten Zustandes für reelle r_1 und r_2 dar.

Für den Fall, daß in (457) der Wert unter der Wurzel kleiner als Null ist, können wir die Wurzel durch $j\omega$ bezeichnen, wobei $j=\sqrt{-1}$ und $\frac{1}{2}\left(\frac{1}{CR}+\frac{U'}{L}\right)=\delta$ ist, und die Lösung (456) in der Form

$$i=A_1e^{-\delta t+j\omega t}+A_2e^{-\delta t-j\omega t} \tag{462}$$

darstellen. Wie bekannt, stellt (462) einen Schwingungsvorgang dar, dessen Amplitude stetig zunimmt oder aber gegen Null strebt, je nachdem, ob δ größer oder kleiner als Null ist. Der betrachtete Zustand ist stabil, wenn die Schwingungsamplitude des zusätzlichen Stromes i, der das Gleichgewicht gestört hat, nach Null streben wird. Folglich wird bei komplexen r_1 und r_2 eine notwendige und hinreichende Stabilitätsbedingung $\delta>0$ sein, was wiederum zu dem Ausdruck (458) führt. r_1 und r_2 können jedoch nur bei

$$\frac{1}{LC}\left(\frac{U'}{R}+1\right)>\frac{1}{4}\left(\frac{1}{CR}+\frac{U'}{L}\right)^2>0 \tag{463}$$

komplex sein. Vereinigt man die Stabilitätsbedingungen der beiden betrachteten Fälle zu einem Ausdruck, so sehen wir, daß für $\left(\frac{U'}{R}+1\right)<0$ die Änderung von i unweigerlich aperiodisch ist, und nach Bedingung (461) ist der Entladungszustand nicht stabil. Für $\left(\frac{U'}{R}+1\right)>0$ ist der Prozeß solange aperiodisch, wie die erste Ungleichung (463) nicht erfüllt ist. Nach dem oben Dargelegten ist in diesem Fall die Entladung nur dann stabil, wenn die Ungleichung (458) erfüllt ist. Wenn jedoch die erste der Ungleichungen (463) erfüllt wird, handelt es sich um einen Schwingungsvorgang, und die Stabilitätsbedingung der Entladung ist wiederum die Ungleichung (458).

Somit müssen in allen Fällen als notwendige und hinreichende Bedingungen für die Stabilität der Entladung die beiden Ungleichungen (461): $\left(\frac{U'}{R}+1\right)>0$ und (458): $\left(\frac{1}{CR}+\frac{U'}{L}\right)>0$ gleichzeitig erfüllt werden.

Die Bedingungen (458) und (461) kann man mit dem Verlauf der Charakteristik in Verbindung bringen. Bei ansteigender Entladungscharakteristik ist $U'=\frac{dU}{di}>0$. Dann sind sämtliche Größen, die in den linken Teilen der Ungleichungen (458) und (461) enthalten sind, positiv und die Ungleichungen selbst immer erfüllt. Hieraus schließen wir: *Bei ansteigender Charakteristik ist die Entladung immer stabil.* Die Ungleichung $\frac{dU}{di}>0$ ist eine *hinreichende Bedingung* für die Stabilität einer Entladung.

Nehmen wir nun an, die Charakteristik sei im Punkte des betrachteten Zustandes fallend, also $\frac{dU}{di} < 0$. Dann ergeben die Ungleichungen (458) und (461) unter Beachtung, daß R, L und C positiv und U' negativ ist,

$$U' + R > 0 \quad \text{oder} \quad -U' < R; \tag{464}$$

$$\frac{L}{C} + RU' > 0; \quad \frac{L}{CU'} + R < 0; \quad R < -\frac{L}{CU'}, \tag{465}$$

oder, wenn man (464) und (465) in einer Ungleichung vereinigt, so ergibt sich

$$-U' < R < -\frac{L}{CU'}. \tag{466}$$

Die Bedingung (466) stellt eine Bedingung für die Stabilität einer Entladung bei fallender Charakteristik dar und zeigt, daß bei der vorgegebenen fallenden Charakteristik der Entladung und dem vorgegebenen Verhältnis von Selbstinduktion zu Kapazität der Röhre und der Leitungen die Entladung stabil oder nicht stabil sein wird, in Abhängigkeit von dem im Entladungskreis vorhandenen äußeren Widerstand R. Das bedeutet jedoch nicht, daß man ein beliebiges Stadium der Entladung mit fallender Charakteristik durch die Auswahl eines genügend großen Widerstandes stabilisieren kann. Wenn $U' > -\frac{L}{CU'}$, d. h., wenn

$$U'^2 > \frac{L}{C} \tag{467}$$

ist, kann man R den Bedingungen (466) entsprechend wählen. In diesem Fall wird man zur Erreichung der Stabilität das Verhältnis $\frac{L}{C}$ ändern müssen.

Der Bedingung (467) entspricht noch folgende einfache geometrische Deutung. Wir zeichnen (Abb. 175) eine fallende Entladungscharakteristik und tragen die Abhängigkeit der Elektrodenspannung von der EMK der Stromquelle $\mathcal{E}$, der Stromstärke I und dem äußeren Widerstand nach der Gleichung

$$U = \mathcal{E} - IR \tag{468}$$

ein. Diese Abhängigkeit wird durch die durch die Punkte $(I = 0,\ U = \mathcal{E})$ und $\left(I = \frac{\mathcal{E}}{R},\ U = 0\right)$ verlaufende gerade Linie dargestellt. Die Gerade AB wollen wir als *Widerstandsgerade* bezeichnen und den spitzen Winkel ABO zwischen der Geraden und der Abszissenachse mit α.

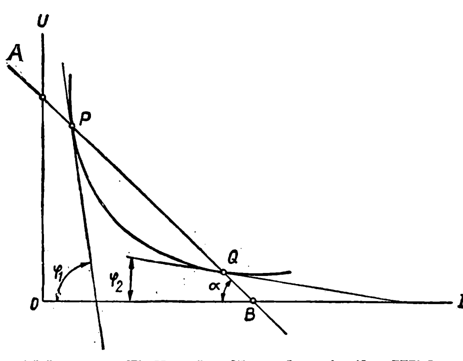


Abb. 175. Fallende Charakteristik, Widerstandsgerade und stabiler Entladungszustand im Punkt Q

Den Zustand der Entladung, der den Werten $\mathcal{E}$ und R entspricht, stellen nur die Punkte P und Q dar. Für die Verwirklichung der anderen Punkte der Charakteristik muß die Lage der Geraden AB durch entsprechende Werte von $\mathcal{E}$ und R verändert werden. Untersuchen wir, welcher der Punkte P und Q dem stabilen Betrieb entsprechen wird.

Wir legen dazu durch die Punkte P und Q Tangenten an die Charakteristik. Die Tangenten mit den Winkeln φ_1 und φ_2 sind nichts anderes als $-\frac{dU}{di}$, d. h. $-U'$, während $\operatorname{tg}\alpha = R$ ist. Es ist nicht schwer zu sehen, daß im Punkt $P - U' > R$ (der Zustand ist nicht stabil), im Punkt Q jedoch $-U' < R$ (der Zustand ist stabil). Die Entladung mit fallender Charakteristik ist stabil, wenn der Winkel zwischen der Tangente an die Charakteristik im gegebenen Punkt und der I-Achse kleiner ist als der Winkel zwischen der Widerstandsgeraden und der gleichen Achse. (Hierbei betrachtet man die spitzen Winkel zwischen den Geraden.)

Zum Schluß bemerken wir noch, daß die eben dargelegte Theorie, wenigstens in erster Näherung, die Lösung der Fragen nicht nur von den äußeren Bedingungen für die Stabilität einer Entladung, sondern auch die Entstehungsbedingungen von stationären elektrischen Schwingungen in dem Kreis einer Gasentladung zu beurteilen erlaubt. Andererseits stellt diese Theorie lediglich einen ersten Schritt zur Lösung der gestellten Aufgaben dar. Insbesondere wäre es nötig, die dynamische Charakteristik dann zu benutzen, wenn sie sehr von der statischen abweicht. Aber das ist nicht möglich, da der Verlauf der dynamischen Charakteristik von der Änderungsgeschwindigkeit von I und U abhängt (ein Beispiel dafür ist die Bogenentladung bei Wechselstrom). In diesen Fällen wird es notwendig, für die näherungsweise Lösung des Problems eine gewisse mittlere Charakteristik in Übereinstimmung mit den Versuchsbedingungen zu benutzen. Solch einem Beispiel begegnen wir in dem Kapitel über die Bogenentladung: Bei Benutzung eines elektrischen Bogens zwischen Kohleelektroden bei Atmosphärendruck und unter Anwendung von Abb. 173 kann man elektrische Schwingungen von nicht allzu großer Frequenz erzeugen, da bei großen Frequenzen die *mittlere Charakteristik* des Bogens keine fallende mehr ist und $U' > 0$ wird.

Zur Veranschaulichung besonderer Fälle der Stabilität in Verbindung mit dem eigenartigen Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik siehe [1211].

XIII. Die TOWNSEND-Entladung und der Übergang von der unselbständigen in die selbständige Entladung

§ 1. Die TOWNSENDsche Theorie

Unter einer TOWNSEND-Entladung versteht man jene Entladungsform, bei der die Entladungsstromstärke so klein ist, daß man die von den Raumladungen stammenden Feldverzerrungen unberücksichtigt lassen kann. Die Entladung erhielt ihre Bezeichnung nach dem englischen Physiker TOWNSEND, der eine Theorie hierüber aufstellte [18—20, 1218]. Die TOWNSEND-Entladung kann selbständig und unselbständig sein (bei Begrenzung der Entladungsstromdichte durch einen hohen äußeren Widerstand). Von der unselbständigen Dunkelentladung unterscheidet sich die TOWNSEND-Entladung dadurch, daß bei ihr eine Gasionisierung durch Elektronen-

stöße und die Bildung von Elektronenlawinen stattfindet. Von den weiteren Einzelheiten einer selbständigen Entladung unterscheidet sich die TOWNSEND-Entladung dadurch, daß wegen der geringen Gasdichte die Feldverzerrung durch Raumladungen außer acht gelassen werden kann. Sich allmählich entwickelnd, geht eine Entladung aus einem Stadium in das andere über, aus der TOWNSEND-Entladung in die Glimmentladung, aus der Glimmentladung in die Bogenentladung. Welche Entladungsart sich im stationären Zustand einstellt, hängt von den im vorigen Kapitel betrachteten äußeren Stabilitätsbedingungen, hauptsächlich aber vom Widerstand des Entladungsstromkreises, ab.

TOWNSEND führt in seine Theorie drei Koeffizienten ein, die den Prozeß der Gasionisierung durch Elektronen und positive Ionen charakterisieren. Er bezeichnet die Anzahl der Ionen (und die ihr gleiche Zahl freier Elektronen), die durch ein Elektron auf 1 cm seines Weges in Richtung von der Kathode zur Anode durch unelastische Stöße mit den neutralen Gaspartikeln gebildet werden, mit α. Die Anzahl der freien Elektronen, die in gleicher Weise von einem positiven Ion auf 1 cm des Weges in Richtung von der Anode zur Kathode gebildet werden, wird mit β bezeichnet. Beide Koeffizienten α und β hängen von der Natur und dem Druck des Gases und von der Feldstärke im gegebenen Punkt der Entladung ab. Bei einem räumlich und zeitlich konstanten Feld, wie es bei ebenen Elektroden und konstanter Spannung vorhanden ist, sind, α und β, für den gegebenen Gasdruck konstant. In allen anderen Fällen ändern sich α und β von Punkt zu Punkt der Entladungsröhre. Ein dritter Koeffizient γ bezieht sich auf den Ionisierungsprozeß an der Kathodenoberfläche und gibt an, wieviel Elektronen im Mittel von einem Ion an der Kathode ausgelöst werden.

TOWNSEND nahm an, daß der Elektronenaustritt aus der Kathode eine Folge des Bombardements der Kathode durch positive Ionen ist, und hat deshalb den Koeffizienten γ auf diesen Vorgang bezogen. Jetzt, da bekannt ist, daß an der Grenze Kathode—Gas in der TOWNSEND- wie auch in der Glimmentladung gleichzeitig mit der Elektronenemission unter Einwirkung positiver Ionen ein Photoeffekt und eine Sekundäremission in weitem Sinne des Wortes auftritt, muß dem Koeffizienten γ eine allgemeinere Bedeutung zugeschrieben werden, indem man die oben angegebene Definition dieses Koeffizienten ohne Hinweis auf eine alleinige Wirkung der positiven Ionen einführt. Die Gesamtheit der Prozesse, d. h. den Elektronenaustritt aus der Kathode als Folge dieser oder jener Elementarprozesse an der Kathodenoberfläche während der Entladung, wollen wir im weiteren *γ-Prozesse* nennen. Die thermische Elektronenemission sowie die Feldelektronenemission schließen wir aus den γ-Prozessen aus.

Den Entladungsmechanismus beschreibt TOWNSEND wie folgt. Zur Einleitung einer Entladung ist die Bildung freier Elektronen durch Fremdionisation notwendig. Dieser Prozeß kann im gesamten Gasvolumen (Volumenionisierung) oder auch nur an der Kathode (Oberflächenionisierung) auftreten. Obgleich es für die endgültigen Schlußfolgerungen aus der Theorie gleichgültig ist, mit welcher von den beiden Ionisierungsarten wir es zu tun haben, werden wir zum besseren Verständnis unserer Überlegungen im weiteren voraussetzen, daß der Elektronenaustritt von der Kathodenoberfläche durch kurzwellige Strahlung erfolgt, wobei die Zahl der Elektronen, die von 1 cm² der Kathodenoberfläche in 1 s austritt, n_0 sei, was einer Elektronenstromdichte $i_0 = e \cdot n_0$ von der Kathode entspricht.

Jedes Elektron ionisiert auf seinem Wege zur Anode eine Anzahl von Gaspartikeln. Die hierbei freiwerdenden Elektronen bewegen sich ebenfalls auf die Anode zu und

ionisieren bei Stößen mit Gasteilchen diese in positive Ionen und Elektronen. Somit vergrößert sich allmählich die in Richtung zur Anode wandernde Anzahl der Elektronen mit der Entfernung von der Kathode, und es treten die sogenannten *Elektronenlawinen* in Erscheinung. Die sich in umgekehrter Richtung bewegenden positiven Ionen ionisieren, nach TOWNSEND, auch neutrale Partikel, so daß die Zahl der Ionen auf dem Wege von der Anode zur Kathode ebenfalls ansteigt; sie bilden eine *Lawine positiver Ionen*. Je größer die Entfernung zwischen der Kathode und der Anode bei ein und derselben Feldstärke ist, um so größer sind die Möglichkeiten für das Anwachsen der Lawinen, wobei der Strom durch die Entladungsröhre zunimmt. Der Koeffizient β ist unter gleichen Bedingungen viele Male kleiner als der Koeffizient α. Die positiven Ionen verursachen beim Aufprall auf die Kathode eine Elektronenemission.

Nach der Unterbrechung der Fremdionisation können drei verschiedene Fälle eintreten:

1. Die Volumen (Koeffizient β)- und Oberflächen (Koeffizient γ)- Ionisierung durch positive Ionen reicht für den Unterhalt der Entladung nicht aus. Die an der Entwicklung jeder nachfolgenden Lawine teilhabende Anzahl von Elektronen ist geringer als die vorherige. Die Stärke des Entladungsstromes wird kleiner, und die Entladung erlischt. In diesem Fall ist die stationäre Entladung vor Unterbrechung der Fremdionisation eine unselbständige Entladung.

2. Die Anzahl der Elektronen in jeder nachfolgenden Lawine ist gleich der Elektronenzahl in der vorherigen Lawine. Die Entladung dauert als stationäre selbständige Entladung an.

3. Die Anzahl der Elektronen, die sich in jeder nachfolgenden Lawine auf dem Wege der Volumen- und Oberflächenionisation bildet, ist größer als in der vorherigen. Die Entladung entwickelt sich weiter und geht in diese oder jene Form über, solange ihr Zustand nicht infolge einer veränderten Feldverteilung innerhalb der Entladung und einer Änderung des Spannungsabfalls im gesamten Stromkreis von neuem ins Gleichgewicht gesetzt wird.

Betrachten wir das Anwachsen der Elektronenlawinen. Die X-Achse nehmen wir senkrecht zur Kathode und Anode an, die wir als eben und parallel zueinander voraussetzen (Abb. 176).

Abb. 176.

Wir verfolgen nun die Ionisierung, die durch die Elektronen in einer unendlich dünnen Gasschicht dx erfolgt. Aus der Oberflächeneinheit der Kathode K fliegen in der Zeiteinheit n_0 Elektronen, so daß die Stromdichte an der Kathode $i_0 = n_0 e$ ist, und in die betrachtete Schicht treten pro Oberflächeneinheit, von der Kathode ausgehend, n Elektronen ein. Da die Anzahl der Ionisierungsakte, die ein Elektron auf 1 cm Weg vollführt, gleich α ist, so vollführt jedes Elektron auf dem Wege dx im Mittel $\alpha \cdot dx$ Ionisierungsakte und n Elektronen daher $n \cdot \alpha \cdot dx$. Somit vergrößert sich auf dem Wege dx die Lawine um

$$dn = n\alpha \, dx \tag{469}$$

Elektronen. Durch Trennung der Variablen läßt sich (469) integrieren, wobei zu beachten ist, daß $n = n_0$ für $x = 0$ ist, und wir finden das Gesetz für das Anwachsen der Lawine zwischen zwei ebenen Elektroden K und A bei homogenem Feld (d. h. bei $\alpha = \text{const}$) in der Form

$$n = n_0 e^{\alpha x} \tag{470}$$

und das Gesetz für das Anwachsen der Elektronenstromdichte in der Form

$$i = i_0 e^{\alpha x}, \tag{471}$$

wobei x die Entfernung des gegebenen Punktes von der Kathode ist. Im Falle eines inhomogenen Feldes (beispielsweise bei Feldverzerrung durch Raumladungen) ergibt die Integration

$$\ln n = \int_0^x \alpha \cdot dx + \ln C; \quad n = n_0 e^{\int_0^x \alpha\, dx}. \tag{472}$$

Ist δ der Abstand zwischen Kathode und Anode, so fliegen $n_0 e^{\alpha\delta}$ Elektronen zur Anode. Die Anzahl der Ionisierungsakte, die die von der Kathode ausgegangenen n_0 Elektronen vollführten, und folglich auch die Anzahl der von ihnen gebildeten positiven Ionen ist gleich

$$n_0 e^{\alpha\delta} - n_0 = n_0 (e^{\alpha\delta} - 1) \tag{473}$$

oder im Falle eines inhomogenen Feldes

$$n_0 \left(e^{\int_0^\delta \alpha\, dx} - 1 \right). \tag{474}$$

In den meisten Fällen ist die Volumenionisierung durch positive Ionen im Vergleich zur Volumenionisierung durch Elektronen und auch zur Oberflächenionisierung an der Kathode sehr klein. Wir erhalten also gute, wirklichkeitsnahe Ergebnisse, wenn wir die Ionisierung durch positive Ionen außer acht lassen, d. h. $\beta = 0$ setzen.

Sämtliche $n_0 (e^{\alpha\delta} - 1)$ positiven von der Elektronenlawine gebildeten Ionen prallen auf die Kathode auf, und verursachen das Austreten von $n_0 \cdot \gamma \cdot (e^{\alpha\delta} - 1)$ neuen Elektronen. Somit werden aus der Kathode schon nicht mehr n_0 Elektronen austreten, die durch die Fremdionisation hervorgerufen wurden, sondern eine größere Anzahl. Dementsprechend wird auch die Anzahl der auf die Kathode prallenden positiven Ionen größer werden. Bezeichnen wir mit n_1 die Gesamtzahl der aus der Kathode im stationären Zustand fliegenden Elektronen. Da sich die Elektronenzahl aus den n_0 Elektronen, die infolge der Fremdionisation entstanden sind, und den $\gamma \cdot n_1 (e^{\alpha\delta} - 1)$ Elektronen, die aus der Kathode von den positiven Ionen herausgeschlagen wurden, zusammensetzt, so ergibt sich

$$n_1 = n_0 + n_1 \gamma (e^{\alpha\delta} - 1). \tag{475}$$

Treten andererseits von 1 cm² Kathodenoberfläche n_1 Elektronen aus, so erreichen die Anode nach (470)

$$n_a = n_1 e^{\alpha\delta} \tag{476}$$

Elektronen. Die Ausdrücke (474) und (475) ergeben

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \gamma (e^{\alpha\delta} - 1)}, \tag{477}$$

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha\delta}}{1 - \gamma (e^{\alpha\delta} - 1)}. \tag{478}$$

Da der gesamte Entladungsstrom zur Anode von den Elektronen getragen wird (positive Ionen treten gewöhnlich aus der Anode nicht aus), so finden wir durch Multiplikation mit der Elektronenladung für die Dichte des Entladungsstromes den

von TOWNSEND gegebenen Ausdruck

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha\delta}}{1-\gamma\,(e^{\alpha\delta}-1)}\,. \tag{479}$$

Im stationären Zustand können keine weiteren Raumladungen zwischen den Elektroden auftreten. Deshalb muß die Stromdichte i in jedem beliebigen Punkt der Entladungsstrecke den gleichen Wert haben. Diese konstante Stromdichte i ist in jedem Punkt die Summe aus der Dichte des Elektronenstromes i_e und des Ionenstromes i_p, d. h.

$$i = i_e + i_p\,. \tag{480}$$

i_e wie auch i_p sind in den verschiedenen Punkten der Entladungsstrecke verschieden; i_e nimmt in Richtung von der Kathode zur Anode zu, i_p in Richtung von der Anode zur Kathode.

Bei feldverzerrenden Raumladungen tritt an Stelle von (479)

$$i = i_0 \frac{e^{\int_0^\delta \alpha\,dx}}{1-\gamma\left(e^{\int_0^\delta \alpha\,dx}-1\right)}\,. \tag{481}$$

Die Ausdrücke (479) und (481) werden bedeutungsvoller als die einfache Lösung für den Fall $\beta = 0$, wenn man unter dem Koeffizienten γ sowohl die Oberflächenionisierung als auch die Volumenionisierung durch positive Ionen und alle anderen möglichen γ-Prozesse auf der Kathode versteht.

In seiner ursprünglichen Theorie hat TOWNSEND der Volumenionisierung durch positive Ionen großen Wert beigemessen. Daher führte er ursprünglich einen Ausdruck für die unselbständige Entladung ein, indem er nur die Koeffizienten α und β erfaßte und diejenigen Prozesse, die durch den Koeffizienten γ erfaßt werden, außer acht ließ. Wir werden hier die Ausführungen TOWNSENDS ausführlich darlegen, indem wir gleichzeitig alle drei Koeffizienten, α, β und γ, berücksichtigen.

Wie oben wählen wir wiederum eine Schicht dx (Abb. 176) im Gas aus und bezeichnen die Elektronenkonzentration in irgendeinem Punkt derselben mit n_e, die Konzentration der positiven Ionen mit n_p. Die Geschwindigkeit der Elektronen bezeichnen wir mit v_e, die Geschwindigkeit der positiven Ionen mit v_p. Auf den Ebenen bei x und dx betrachten wir gegenüberliegende Ausschnitte von je 1 cm². Die Anzahl der dazwischen liegenden Elektronen beträgt $n_e \cdot dx$, und ebenso wird die Anzahl der Ionen $n_p \cdot dx$ sein. Durch den Ausschnitt von 1 cm² treten in die Schicht pro Sekunde $n_e \cdot v_e$ Elektronen ein, während durch den anderen $\left[n_e \cdot v_e + \frac{\partial}{\partial x}(n_e \cdot v_e)\,dx\right]$ Elektronen austreten. Subtrahieren wir die Anzahl der austretenden Elektronen von der der eintretenden, und beschränken wir uns auf die Glieder erster Ordnung, so finden wir

$$n_e \cdot v_e - \left[n_e \cdot v_e + \frac{d}{dx}(n_e \cdot v_e)\,dx\right] = -\frac{\partial}{\partial x}(n_e \cdot v_e)\,dx; \tag{482}$$

dies ist die Zunahme der Elektronen infolge ihrer Bewegung in unserer Elementarschicht. Genauso finden wir die Zunahme der positiven Ionen, indem wir von der Zahl der in Richtung zur Kathode fliegenden Ionen die Zahl der von der Anode her

in die Schicht tretenden Ionen subtrahieren:

$$+\frac{\partial}{\partial x}(n_p v_p)\,dx\,. \tag{483}$$

Da jedes Elektron auf 1 cm seines Weges von der Kathode zur Anode α Elektronen und ebensoviel Ionen bildet, so werden auf ihrem Wege durch die betrachtete Schicht $n_e \cdot v_e$ in die Schicht eintretende Elektronen in derselben $\alpha \cdot n_e \cdot v_e \cdot dx$ Elektronen und ebensoviel Ionen bilden. Genauso vollführen die in der Zeiteinheit durch die Schicht gehenden Ionen $\beta \cdot n_p \cdot v_p \cdot dx$ Ionisierungsakte durch Stöße. Wir fügen den durch Stöße in der Schicht gebildeten freien Elektronen die oben ausgerechnete Zunahme der Elektronen infolge ihrer Fortbewegung hinzu und finden, daß sich die auf die betrachtete Schicht auftreffenden $n_e \cdot dx$ Elektronen zeitlich nach der Formel

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e dx) = -\frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e)\,dx + \alpha n_e v_e dx + \beta n_p v_p\,dx \tag{484}$$

ändern, woraus

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial(n_e \cdot v_e)}{\partial x} + \alpha n_e \cdot v_e + \beta n_p \cdot v_p \tag{485}$$

folgt. Genauso finden wir für die zeitliche Änderung der Ionen pro cm³:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = +\frac{\partial(n_p \cdot v_p)}{\partial x} + \alpha n_e \cdot v_e + \beta n_p \cdot v_p\,. \tag{486}$$

Der von den Elektronen durch 1 cm² einer zur Kathode und Anode parallelen Fläche verursachte elektrische Strom beträgt

$$i_e = e n_e v_e\,. \tag{487}$$

Der entsprechende von den positiven Ionen getragene Strom beträgt

$$i_p = e n_p v_p\,. \tag{488}$$

Im ersten Fall werden negative Ladungen von der Kathode zur Anode (von links nach rechts), im zweiten positive Ladungen von der Anode zur Kathode (von rechts nach links) transportiert. Der Gesamtstrom durch 1 cm² (oder die Stromdichte in der Entladungsröhre) beträgt

$$i = i_e + i_p = e n_e v_e + e n_p v_p\,, \tag{489}$$

woraus

$$n_e v_e + n_p v_p = \frac{i}{e}\,. \tag{490}$$

Die Gleichungen (484) und (485) sind Differentialgleichungen für n_e und n_p. Im Falle eines homogenen Feldes zwischen den ebenen Elektroden sind α und β konstante Koeffizienten. Zur Lösung des Problems muß man außer den Gleichungen (484) und (485) die Randbedingungen haben und die Gleichung (490) benutzen. Die Lösung würde uns ein Gesetz für die zeitliche Zunahme von n_e und n_p in jedem Punkt der Entladung liefern.

Wir vereinfachen das Problem, indem wir zu einer stationären Strömung der Ionen und Elektronen, d. h. zu einer stationären Entladung, übergehen. In diesem Fall bleiben n_e und n_p in jedem Punkt der Entladung zeitlich konstant, und die

Gleichungen (484) und (485) nehmen die Form

$$-\frac{d(n_e v_e)}{dx} + \alpha n_e v_e + \beta n_p v_p = 0\,, \tag{491}$$

$$\frac{d(n_p v_p)}{dx} + \alpha n_e v_e + \beta n_p v_p = 0 \tag{492}$$

an. Durch Eliminieren von $n_p \cdot v_p$ aus (491) und unter Anwendung der Gleichung (492) finden wir

$$-\frac{d(n_e v_e)}{dx} + (\alpha - \beta) n_e v_e + \beta \frac{i}{e} = 0 \tag{493}$$

(im stationären Zustand ist $i = \text{const}$).

Um (493) integrieren zu können, bringen wir sie in die Form $\frac{dy}{dx} + Py = Q$ und erhalten als Lösung

$$y = e^{-\int P dx} \left(C + \int Q e^{\int P dx} dx\right) \tag{494}$$

oder

$$n_e v_e = C \cdot e^{(\alpha - \beta) x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} \frac{i}{e}\,. \tag{495}$$

Multiplizieren wir Gleichung (495) mit der Elektronenladung, so läßt sich für (495) unter Benutzung der Gleichung (487)

$$i_e = e\, C e^{(\alpha - \beta) x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i \tag{496}$$

schreiben.

An der Kathodenoberfläche setzt sich der Elektronenstrom i_e aus dem Photostrom i_0 infolge Fremdionisation und aus dem Elektronenstrom infolge des Ionenaufpralls auf die Kathode sowie dem Strom, der aus allen anderen γ-Prozessen resultiert, zusammen. Deshalb können wir, wenn wir den gesamten Elektronenstrom von der Kathode mit i_{ek} und den Ionenstrom, der auf die Kathode trifft, mit i_{pk} bezeichnen, als Grenzbedingung für die Kathode

$$i_{ek} = i_0 + \gamma i_{pk} \tag{497}$$

schreiben, oder, da

$$i_{ek} + i_{pk} = i \tag{498}$$

gilt, auch

$$i_{ek} = i_0 + \gamma (i - i_{ek})\,. \tag{499}$$

Hieraus erhalten wir nach (496) mit $x = 0$:

$$i_{ek} = \frac{i_0 + \gamma i}{1 + \gamma} = eC - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i \tag{500}$$

oder

$$eC = \frac{i_0 + \gamma i}{1 + \gamma} + \frac{\beta}{\alpha - \beta} i = \frac{(\alpha - \beta) i_0 + (\alpha\gamma + \beta) i}{(1 + \gamma)(\alpha - \beta)}\,. \tag{501}$$

Folglich ist bei beliebigem x:

$$i_e = \frac{(\alpha - \beta) i_0 + (\alpha\gamma + \beta) i}{(1 + \gamma)(\alpha - \beta)} e^{(\alpha - \beta) x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i \tag{502}$$

Die zweite Randbedingung erhalten wir aus der Annahme, daß an der Anode der gesamte Entladungsstrom gleich dem Elektronenstrom ist, d. h. für

$$x = \delta, \quad i_e = i\,. \tag{503}$$

Setzen wir diesen Wert von i_e in (502) ein und lösen nach i auf, so finden wir

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) \cdot e^{(\alpha - \beta)\,\delta}}{(1 + \gamma)\,\alpha - (\alpha\gamma + \beta)\,e^{(\alpha - \beta)\,\delta}}\,. \tag{504}$$

Andere Methoden zur Ableitung der Formel (504) siehe [1288, 1289].

Mit $\beta = 0$ in (504) erhalten wir den uns bereits bekannten Ausdruck (479). Wenn wir $\gamma = 0$ annehmen, finden wir den ursprünglich von TOWNSEND abgeleiteten Ausdruck, und zwar:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta)\,e^{(\alpha - \beta)\delta}}{\alpha - \beta\,e^{(\alpha - \beta)\delta}}\,. \tag{505}$$

Lassen wir weiterhin in (479) den Koeffizienten γ oder in (505) den Koeffizienten β außer acht, so ergibt sich das früher ausgeführte Gesetz für die Lawinenbildung ohne Berücksichtigung der Ionisation durch positive Ionen und der Prozesse auf der Kathode (471).

Die Koeffizienten α, β und γ sind Funktionen der Feldstärke E, d. h., mit einer Vergrößerung von E werden die Nenner der Ausdrücke (479), (505) oder (504) kleiner in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund, der bei zunehmender Elektrodenspannung einen ansteigenden Strom in der unselbständigen Entladung ergibt. Für Röhrenspannungen, bei denen der Nenner im Ausdruck für i nach Null geht, strebt i zu beliebig großen Werten, unabhängig von dem durch eine Fremdionisation hervorgerufenen Strom i_0. Deshalb betrachtet TOWNSEND das Nullwerden des Nenners im Ausdruck für i als die *Übergangsbedingung für eine Entladung in den selbständigen Zustand.*

Eine strengere Behandlung des Problems ergibt sich folgendermaßen. Für eine selbständige Entladung ist $i_0 = 0$; daher erhält die Randbedingung an der Kathode für die stationäre selbständige Entladung an Stelle (497) und (499) die Form

$$i_{ek} = \gamma i_{pk} = \gamma\,(i - i_{ek}) \tag{506}$$

oder

$$i_{ek} = i \frac{1}{1 + \gamma}\,. \tag{507}$$

In diesem Falle finden wir für die Integrationskonstante

$$e \cdot C = i \frac{\gamma}{1 + \gamma} + i \frac{\beta}{\alpha - \beta}\,. \tag{508}$$

Setzt man diesen Ausdruck in (501) ein, so erhalten wir für $x = \delta$ die Gleichung

$$i = i \frac{\alpha\gamma + \beta}{(1 - \gamma)\,(\alpha - \beta)}\,e^{(\alpha - \beta)\delta} - i \frac{\beta}{\alpha - \beta}\,. \tag{509}$$

In Gleichung (509) fällt i heraus, und wir erhalten nach einiger Umformung die Stationaritätsbedingung für die selbständige Entladung[1]):

$$(1 + \gamma)\alpha - (\alpha \cdot \gamma + \beta)\,e^{(\alpha - \beta)\delta} = 0\,. \tag{510}$$

---

[1]) Über die verallgemeinerte Behandlung der Zündbedingung einer Entladung, die den Austritt positiver Ionen von der Anodenoberfläche zuläßt, siehe [1238].

Für $\beta = 0$ führt dieser Ausdruck zur Form

$$\gamma(e^{\alpha\delta} - 1) = 1\,, \tag{511}$$

für $\gamma = 0$ zu

$$\alpha - \beta \cdot e^{(\alpha-\beta)\delta} = 0\,. \tag{512}$$

Wir ergänzen nun die Serie der Ausdrücke (479), (500), (502), (504), (511), (512) durch die von LOEB [1213] abgeleiteten Ausdrücke für den Fall, wenn der Hauptprozeß auf der Kathode der Photoeffekt ist, wobei die Strahlung von Atomen herrührt, die in der Entladungsstrecke durch Elektronenstöße angeregt worden sind. Jedes Elektron vollbringt pro cm Weg von der Kathode zur Anode nicht nur α Ionisierungsakte, sondern erzeugt auch durch seine Stöße mit den Gasatomen ϑ Photonen bei der Rückkehr dieser Atome in den Grundzustand. Es sei μ der Absorptionskoeffizient für die entsprechende Strahlung, g sei ein von der Elektrodenform abhängiger Koeffizient, der den Teil der Photonen angibt, die die Kathode erreichen, η sei die Anzahl der Photoelektronen, die von einem auf die Kathode auftreffenden Photon ausgelöst werden. Wie vorher seien n_0 die Anzahl der durch Fremdionisation hervorgerufenen Photoelektronen, n_1 die Gesamtzahl der die Kathode in der Zeiteinheit verlassenden Elektronen.

Nach den Ausführungen über das Anwachsen von Elektronenlawinen wird im Abstand x die Wegstrecke dx von $n_1 \cdot e^{\alpha x}$ Elektronen durchflogen. Von den Photonen, die von den Elektronen auf dieser Wegstrecke gebildet werden, erreichen

$$dz = n_1 e^{\alpha x} g\vartheta e^{-\mu x} dx \tag{513}$$

Photonen die Kathode und befreien von der Oberfläche der Kathode $\eta \cdot dz$ neue Elektronen. Integrieren wir den Ausdruck (513) von $x = 0$ bis $x = \delta$, so finden wir, daß alle von der Elektronenlawine in der Entladungsstrecke gebildeten Photonen insgesamt aus der Kathode

$$\eta z = \eta n_1 \frac{g\vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha-\mu)\delta} - 1] \tag{514}$$

Elektronen befreien. Die Gesamtzahl der aus 1 cm² der Kathodenoberfläche in der Zeiteinheit austretenden Elektronen beträgt

$$n_1 = n_0 + n_1 \eta \frac{g\vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha-\mu)\delta} - 1]\,. \tag{515}$$

Löst man nach n_1 auf und setzt das Ergebnis in (476) ein unter Berücksichtigung, daß an der Anode der Elektronenstrom gleich dem Gesamtstrom ist, so ergibt sich:

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \frac{\eta g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha-\mu)\delta} - 1]}\,, \tag{516}$$

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha\delta}}{1 - \frac{\eta g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha-\mu)\delta} - 1]}\,. \tag{517}$$

Ersetzt man $\frac{\eta g \vartheta}{\alpha - \mu}$ durch γ, so erhält man

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha\delta}}{1 - \gamma(e^{(\alpha-\mu)\delta} - 1)}\,. \tag{518}$$

Dieser Ausdruck entspricht dem Ausdruck (479), wenn man μ im Vergleich zu α vernachlässigen kann, was bei Gasdrucken unter 100 Torr zulässig wird.

Die Stationaritätsbedingung einer selbständigen Entladung, oder, was dasselbe ist, der Übergang der unselbständigen Entladung in die selbständige, ergibt sich unmittelbar aus (515), wenn man n_0 gleich Null setzt:

$$\eta \frac{g\vartheta}{\alpha-\mu}\left(e^{(\alpha-\mu)\delta}-1\right)=1\,. \tag{519}$$

Die vier Stationaritätsbedingungen (510), (511), (512) und (519) kann man in gleicher Form schreiben, und zwar:

$$\left.\begin{aligned}\frac{(1+\gamma)\,\alpha}{\alpha\gamma+\beta}&=e^{(\alpha-\beta)\,\delta}\,,\\ \frac{1}{\gamma}&=e^{\alpha\delta}-1\,,\\ \frac{\alpha}{\beta}&=e^{(\alpha-\beta)\,\delta}\,,\\ \frac{\alpha-\mu}{\eta g\vartheta}&=e^{(\alpha-\mu)\,\delta}-1\,.\end{aligned}\right\} \tag{520}$$

In den Fällen, in denen man β im Vergleich zu α (oder zu $\alpha\cdot\gamma$), μ im Vergleich zu α und γ im Vergleich zu Eins, und Eins im Vergleich zu $e^{\alpha\delta}$ vernachlässigen kann, nehmen alle vier Ausdrücke (520) die Form

$$\frac{1}{\gamma}=e^{\alpha\delta} \tag{521}$$

an. Mit γ wird hier $\frac{\beta}{\alpha}$ bzw. $\frac{\eta\cdot g\cdot\delta}{\alpha}$ bezeichnet. Diese Gegenüberstellung der für verschiedene Fälle abgeleiteten Formeln rechtfertigt im allgemeinen Fall vollkommen die Benutzung der vereinfachten Ausdrücke (479) und (511) oder (521).

Zur experimentellen Bestimmung des Koeffizienten α wendet man eine Methode an, wie sie Abb. 177 [1217] zeigt. In einer mehr oder weniger weiten Entladungsröhre (in der ursprünglichen TOWNSEND-Apparatur unter einer evakuierten Glocke) sind die ebene Kathode K und die ebene Anode A, deren Abstand ohne Störung des Vakuums verändert und mit einem Kathetometer gemessen werden kann, eingesetzt. Durch das Quarzfenster P in der Anode fällt auf die Kathode eine ultraviolette Strahlung. Die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode wird so eingestellt, daß bei verschiedenen Abständen δ zwischen Kathode und Anode die Feldstärke stets gleich ist.

Bei der Messung des Stromes in Abhängigkeit von δ und der graphischen Darstellung in Abhängigkeit von $\ln i$ erhielt TOWNSEND eine Kurve, die aus dem geraden Abschnitt OA (Abb. 178) und der Kurve AB besteht. Der geradlinige Abschnitt OA entspricht einem Entladungszustand, bei dem man infolge der verhältnismäßig geringen Zahl der von der Lawine gebildeten positiven Ionen und angeregten Atome die Prozesse auf der Kathode außer acht lassen und $n_1 = n_0$ setzen kann. In diesem Falle kann der Strom nach dem Ausdruck (471) bestimmt werden, der durch Logarithmieren die Gleichung einer Geraden ergibt:

$$y=\ln i=\alpha x+\ln i_0\,. \tag{522}$$

Der Wert des Koeffizienten α wird aus dem Tangens des Neigungswinkels der Geraden OA bestimmt. Messungen zur Bestimmung des Koeffizienten α wurden für verschiedene Gase von mehreren Forschern unter verbesserten Versuchsbedingungen sowohl bei hohen wie auch bei niedrigen Drucken wiederholt [1219—1223, 1225—1227, 1246—1247, 1390]. Was den gekrümmten Abschnitt AB betrifft, so konnte an Hand einer theoretischen Berechnung gezeigt werden, daß dies nicht nur bei Prozessen der Volumenionisierung durch positive Ionen oder durch γ-Prozesse [1229] hervorgerufen werden kann, wobei sowohl die einen als auch die anderen zu ein und derselben Kurve führen $\left(\text{wenn } \gamma = \frac{\beta}{\alpha}\right)$, sondern auch durch Feldverzerrungen infolge von Raumladungen. Diese Schlußfolgerung wurde experimentell bestätigt [1221]. Bei einer Verringerung des Photostromes i_0 (was durch Verringerung

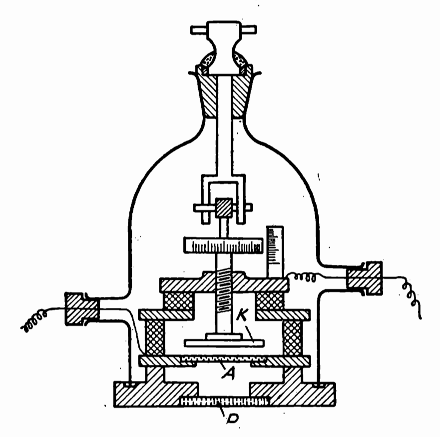


Abb. 177. Versuchsanordnung nach TOWNSEND zur Bestimmung des Volumenionisierungskoeffizienten α

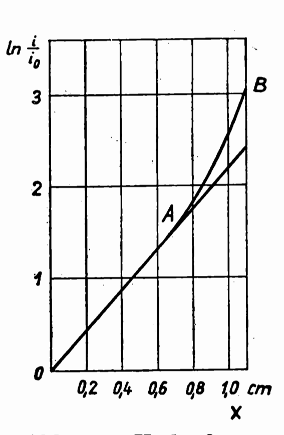


Abb. 178. Verlauf von $\ln \frac{i}{i_0} = f(x)$ nach TOWNSEND

der Kathodenbestrahlung erzielt wird) liegen die Punkte des Kurvenabschnittes $\ln i = f(x)$ näher an der Verlängerung der Geraden OA als bei größerem i. Bei genügend kleinen Werten der Stromdichte i_0, wodurch der Einfluß der Raumladung beseitigt wird, kann man aus dem gekrümmten Teil der Kurve in Abb. 178 den Wert des Koeffizienten γ bestimmen.

Die oben angeführten Formeln für die Stromdichte der unselbständigen Entladung sind unter der Annahme abgeleitet worden, daß die Elektronen die Kathode mit einer unbedeutend kleinen Anfangsgeschwindigkeit verlassen. Tatsächlich ist aber die Anfangsgeschwindigkeit nicht Null. Wenn ein Elektron nach einem elastischen Stoß mit einem Gasteilchen wieder in Richtung zur Kathode fliegt, so kann seine Energie (Anfangsenergie beim Abflug plus elektrischer Energie aus dem Feld abzüglich des unbedeutenden Verlustes beim elastischen Stoß) ausreichend sein, um das Gegenfeld zu überwinden und zur Kathode zu gelangen. Infolgedessen wird in Gasen der Elektronenstrom von der Kathode kleiner sein als im Vakuum [1304—1306].

Bei einer MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen gelangen infolge ihrer thermischen Bewegung auf 1 cm² Kathodenoberfläche

$$\frac{nG}{\sqrt{6\pi}} \tag{523}$$

Elektronen, wobei n die Elektronendichte und G die effektive Geschwindigkeit der Elektronen ist. Bei einer Elektronenbeweglichkeit K_e ist der Elektronenstrom von der Kathode zur Anode gleich

$$i_k = n \cdot e K_e E\,, \tag{524}$$

wobei E die Feldstärke ist. Somit kehren von n_0 Elektronen, die von der Kathodenoberfläche pro Sekunde infolge einer Fremdionisation austreten, $\frac{nG}{\sqrt{6\pi}}$ in gleicher Zeit zur Kathode zurück und $n\,K_e\,E$ werden im Strom abgeführt, so daß

$$i_0 = n_0 e = \frac{nGe}{\sqrt{6\pi}} + neK_e E \tag{525}$$

ist. Durch Eliminierung von n in (524) und (525) finden wir die THOMSONsche Formel für die Dichte des Photostromes von der Kathode unter Berücksichtigung der Rückdiffusion:

$$i_k = i_0 \frac{\sqrt{6\pi}\,K_e E}{G + \sqrt{6\pi}\,K_e E}\,. \tag{526}$$

Der Photostrom wird sich um so weniger von i_0 unterscheiden, je größer E und je größer die Elektronenbeweglichkeit sein wird, d. h., je kleiner der Gasdruck ist. In Abb. 179 ist die Strom-Spannungs-Charakteristik einer Entladung im Hochvakuum (Kurve I) und in Neon (Kurve II) bei 2 Torr und bei ein und derselben Kathodenbestrahlung dargestellt.

Abb. 179. Entladungsstrom im Hochvakuum (Kurve I) und in Neon (Kurve II) bei relativ hohem Druck und gleicher Bestrahlung der Kathode

Diejenige Potentialdifferenz zwischen den Elektroden, bei der die Entladung aus der unselbständigen in die selbständige übergeht, wird *Durchbruchsspannung* oder *Zündspannung der Gasentladung* und auch *Funkenspannung* genannt. Die letzte Bezeichnung kommt daher, weil beim Durchschlag von Luft unter Atmosphärendruck gewöhnlich eine Funkenentladung entsteht. Wenn in der Literatur vom Durchbruch oder vom Übergang der unselbständigen Entladung in die selbständige die Rede ist, wird oft das Wort „Spannung“ mit dem Wort „Potential“ verwechselt, worunter man das Potential der Anode versteht und voraussetzt, daß das Kathodenpotential Null ist. Daher die Ausdrücke: *Zündpotential, Funkenpotential* usw.

Da TOWNSEND empirisch für irgendein gegebenes Gas die Koeffizienten α und β und ihre Abhängigkeit von der Feldstärke kannte, berechnete er mit Hilfe der Formel (512) die Zündspannung und erhielt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Dies war der Grund, weshalb die TOWNSENDsche Theorie lange Zeit für eine bessere Beschreibung der Wirklichkeit gehalten wurde, als es tatsächlich der Fall ist.

Zur Theorie der Elektronenlawinen sowie der TOWNSENDschen Theorie und den entsprechenden Koeffizienten siehe auch [1294—1297, 1388—1391, 2488].

§ 2. Die TOWNSENDschen Koeffizienten α und β. Die Ähnlichkeitsgesetze der Entladung

TOWNSEND machte den Versuch, die makroskopischen Koeffizienten α und β mit der Kinetik der Elektronen und Ionen zu verbinden. Man kann seine Schlußfolgerungen in folgender Weise darstellen.

λ_e sei die freie Elektronenweglänge im Gas. Die Anzahl der Stöße eines Elektrons mit den Gasmolekülen pro cm Weg ist $N = \frac{1}{\lambda_e}$. Von diesen Stößen können nur diejenigen zur Ionisierung der Gasmoleküle führen, bei denen die Elektronengeschwindigkeit gleich oder größer ist als die Geschwindigkeit, die dem Ionisierungspotential U_i des Gases entspricht. Bezeichnen wir mit E die Feldstärke, in der sich das Elektron bewegt, so wird ein Elektron, um eine dem Ionisierungspotential entsprechende Geschwindigkeit zu erhalten, die freie Weglänge λ_i durchlaufen müssen, damit die Gleichung

$$E \cdot \lambda_i = U_i \tag{527}$$

erfüllt ist.

Nach der kinetischen Gastheorie werden bei N Elektronen im Gas $N \cdot e^{-\lambda_i/\lambda_e}$ Elektronen eine freie Weglänge besitzen, die größer als λ_i ist. Diejenigen Überlegungen, die auf N gleichzeitig bewegte Elektronen anwendbar sind, gelten auch für ein Elektron, das nacheinander N einzelne freie Weglängen durchläuft.

Somit kommen wir zu der Schlußfolgerung, daß von N Stößen, die ein Elektron pro 1 cm seines Weges erfährt, nur in $Ne^{-\lambda_i/\lambda_e}$ Fällen von dem Elektron bis zu einem Stoß ein längerer Weg als λ_i durchlaufen wird, der zur Ionisierung eines Gasteilchens führen kann. Zur Berechnung der Ionisierungszahl α pro cm Weg wäre es notwendig, die Zahl $Ne^{-\lambda_i/\lambda_e}$ mit der Ionisierungswahrscheinlichkeit zu multiplizieren, da nicht jeder Stoß zur Ionisierung führt. Jedoch vereinfacht TOWNSEND das Problem, indem er die Annahme einführt, daß bei Geschwindigkeiten, die kleiner sind als die Ionisierungsgeschwindigkeit, die Ionisierungswahrscheinlichkeit gleich Null ist, und bei Geschwindigkeiten, die größer sind als die Ionisierungsgeschwindigkeit, die Ionisierungswahrscheinlichkeit gleich Eins ist; jeder Stoß führt zu einer Ionisierung. Außerdem setzt TOWNSEND voraus, daß ein Elektron bei jedem unelastischen Stoß seine gesamte kinetische Energie verliert und daß die mittlere freie Weglänge im Vergleich zum Elektrodenabstand klein ist. Auf Grund der ersten Annahme konnte TOWNSEND schreiben:

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}}. \tag{528}$$

Ersetzen wir λ_i nach (527) durch $\frac{U_i}{E}$ und λ_e durch $\frac{1}{N}$, so finden wir

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{U_i N}{E}}. \tag{529}$$

Bezeichnen wir mit N_0 die Stoßzahl pro Einheit des Elektronenweges beim Druck Eins und beachten wir, daß die Stoßzahl dem Druck direkt proportional ist, so ergibt sich

$$N = N_0 \, p \tag{530}$$

und weiter

$$\alpha = p \cdot N_0 \cdot e^{-\frac{N_0 U_i p}{E}} \tag{531}$$

oder

$$\frac{\alpha}{p} = N_0 e^{-\frac{N_0 U_i}{E/p}}. \tag{532}$$

Auf vollkommen gleichem Wege finden wir für den Koeffizienten β:

$$\beta = p \, M_0 \cdot e^{-\frac{M_0 U_i' p}{E}}; \tag{533}$$

$$\frac{\beta}{p} = M_0 e^{-\frac{M_0 U_i'}{E/p}}, \tag{534}$$

wobei M_0 und U_i' die gleichen Größen für die positiven Ionen sind wie N_0 und U_i in bezug auf die Elektronen.

Wie (532) und (534) zeigen, besitzen α und β die Eigenschaft, daß die Quotienten $\frac{\alpha}{p}$ und $\frac{\beta}{p}$ nicht Funktionen von E und p allein, sondern Funktionen des Verhältnisses $\frac{E}{p}$ sind. Diejenige Potentialdifferenz, die ein Elektron oder ein Ion zwischen zwei Stößen durchläuft, beträgt im Mittel $\lambda_e E$. Da λ_e umgekehrt proportional zu p ist, so ist $\frac{E}{p} = k \cdot \lambda_e \cdot E$, wobei k ein konstanter Faktor ist. Somit sind nach (532) und (534) $\frac{\alpha}{p}$ und $\frac{\beta}{p}$ Funktionen der Potentialdifferenz, die im Mittel von einem Elektron oder einem Ion zwischen zwei Stößen durchlaufen wird.

Der Versuch zeigt, daß dieses Ergebnis unabhängig von der oben angeführten näherungsweisen Theorie für die Koeffizienten α und β richtig ist und allgemein durch die Beziehung

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right) \text{ und } \frac{\beta}{p} = f_2\left(\frac{E}{p}\right) \tag{535}$$

ohne Präzisierung der Funktionen f_1 und f_2 ausgedrückt werden kann.

Wir schreiben die Bedingung (512) für die Entstehung einer selbständigen Entladung zwischen ebenen Elektroden nach TOWNSEND in der Form

$$\frac{\alpha}{\beta} = e^{(\alpha - \beta)\delta} \tag{536}$$

und setzen für α und β die TOWNSENDschen Werte ein. Vertauschen wir hierbei E mit $\frac{U}{\delta}$, indem wir unter U die Potentialdifferenz zwischen den ebenen Elektroden verstehen, so erhalten wir

$$f_1\left(\frac{U}{p\delta}\right) = f_2\left(\frac{U}{p\delta}\right) e^{p\delta\left[f_1\left(\frac{U}{p\delta}\right) - f_2\left(\frac{U}{p\delta}\right)\right]}. \tag{537}$$

Die Formel (537) zeigt, daß die Zündspannung U einer Gasentladung eine Funktion des Produktes $p \cdot \delta$ und nicht von p und δ im einzelnen ist. Mit anderen Worten, wenn in zwei Entladungsröhren mit ebenen Elektroden und ein und demselben Gas das Produkt aus Druck und Elektrodenabstand ein und dasselbe ist, so ist auch die Zündspannung in beiden Fällen ein und dieselbe. Dieses Gesetz wurde experimentell von PASCHEN noch vor Formulierung der TOWNSENDschen Theorie aufgestellt und PASCHEN*sches Gesetz* genannt.

Geht man nicht von der Durchbruchsbedingung in der Form (512) aus, sondern von der allgemeineren Formel (510) oder (511), so ergibt sich das PASCHENsche Gesetz aus diesen Ausdrücken unter der Bedingung, daß sowohl γ als auch $\frac{\alpha}{p}$ und $\frac{\beta}{p}$ Funktionen von $\frac{E}{p}$ sind. Hat γ den Wert $\frac{\beta}{\alpha}$, so ist diese Abhängigkeit sofort erkennbar. Gibt γ den Elektronenaustritt durch den Aufprall positiver Ionen auf die Kathode wieder, so bedeutet der Ansatz $\gamma = f\left(\frac{E}{p}\right)$, daß γ eine Funktion der Energie ist, die im Mittel ein positives Ion pro freie Weglänge vor der Kathode erwirbt.

Bei hohen Gasdrucken (Größenordnung hundert Atmosphären) beobachtet man Abweichungen vom PASCHENschen Gesetz [1228, 1230, 1232, 1234].

TOWNSEND verallgemeinerte das PASCHENsche Gesetz in folgender Weise. Wir vergleichen zwei Entladungsfälle in ein und demselben Gas. Im zweiten Falle mögen sämtliche linearen Abmessungen der Elektroden und der Abstand zwischen ihnen k-mal größer sein als im ersten und der Druck k-mal kleiner als im ersten. Die Potentialdifferenz U zwischen den Elektroden sei ein und dieselbe. Es gelten dann folgende Beziehungen:

	Im ersten Fall	im zweiten Fall
Elektrodenabstand	δ	$k \cdot \delta$
Druck	p	p/k
Feldstärke	E	E/k

(538)

Zwei derartige Entladungen nennt TOWNSEND *ähnlich*.

Schreiben wir für ähnliche Entladungen den TOWNSEND-Ausdruck für α und β in allgemeiner Form ohne Präzisierung der Funktionen f, für den ersten Fall:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\alpha_1}{p} &= f_1\left(\frac{E}{p}\right),\\ \frac{\beta_1}{p} &= f_2\left(\frac{E}{p}\right),\end{aligned}\right\} \tag{539}$$

und für den zweiten Fall [unter Benutzung der Tabelle (538)]:

$$\begin{aligned}\frac{\alpha_2}{p/k} &= f_1\left(\frac{E/k}{p/k}\right) = f_1\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{\alpha_1}{p},\\ \frac{\beta_2}{p/k} &= f_2\left(\frac{E/k}{p/k}\right) = f_2\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{\beta_1}{p}.\end{aligned} \tag{540}$$

Somit ergeben die Ausdrücke (539) und (540):

$$k\,\alpha_2 = \alpha_1, \quad k\,\beta_2 = \beta_1. \tag{541}$$

Es sei $\gamma = f\left(\frac{E}{p}\right)$. Dann ist

$$\gamma_1 = f\left(\frac{E}{p}\right); \; \gamma_2 = f\left(\frac{E/k}{p/k}\right) = \gamma_1\,. \tag{542}$$

Nehmen wir an, daß bei der gegebenen Potentialdifferenz im ersten Fall die Bedingung (511) zur Entstehung einer selbständigen Entladung erfüllt ist:

$$\gamma_1\left(e^{\int_0^{\delta_1}\alpha_1\,dn_1}-1\right)=1\,. \tag{543}$$

Das Integral erstreckt sich längs einer Kraftlinie. Schreiben wir den linken Teil eines gleichen Ausdruckes für den zweiten Fall:

$$\gamma_2\left(e^{\int_0^{\delta_2}\alpha_2\,dn_2}-1\right). \tag{544}$$

Wegen der geometrischen Ähnlichkeit der Elektrodenkonfiguration und der Feldlinien ist

$$\delta_2=k\,\delta_1,\quad n_2=k\,n_1,\quad dn_2=k\,dn_1. \tag{545}$$

Beim Vergleich der entsprechenden Integrale

$$\int_0^{\delta_1}\alpha_1 dn_1 \quad \text{und} \quad \int_0^{\delta_2}\alpha_2\,dn_2 \tag{546}$$

sehen wir, daß die entsprechenden Integranden gleich sind, da

$$\alpha_2\,dn_2=\frac{\alpha_1}{k}\cdot k\,dn_1. \tag{547}$$

Folglich ist

$$\int_0^{\delta_2}\alpha_2\,dn_2=\int_0^{\delta_1}\alpha_1 dn_1 \tag{548}$$

und

$$\gamma_2\left(e^{\int_0^{\delta_2}\alpha_2\,dn_2}-1\right)=\gamma_1\left(e^{\int_0^{\delta_1}\alpha_1\,dn_1}-1\right)=1\,. \tag{549}$$

Das bedeutet, wenn bei einer gegebenen Potentialdifferenz U die Bedingung für eine selbständige Entladung für die erste Elektrodenkonfiguration erfüllt ist, daß sie auch gleichzeitig für die zweite erfüllt ist. Somit besitzen ähnliche Entladungen, d. h. Entladungen, in denen die Konfiguration der Elektroden und ihre gegenseitige Lage geometrisch ähnlich sind und bei denen der Gasdruck umgekehrt proportional zu den Lineardimensionen und dem Elektrodenabstand ist, ein und dieselbe Zündspannung.

Die Anwendung des Ähnlichkeitsgesetzes unterliegt keiner Beschränkung beim Übergang einer unselbständigen Entladung in eine selbständige. Die Ähnlichkeit zweier Entladungen beruht darauf, daß die Elektronenenergie in entsprechenden Punkten beim Durchlaufen einer freien Weglänge im Mittel um ein und denselben Wert ansteigt. Erweitert man das Problem und beachtet man nicht nur die Ionisierungsprozesse und die Anregungen bei unelastischen Stößen der Elektronen mit den Atomen und Molekülen, sondern auch andere Vorgänge, so zeigt eine genaue Betrachtung, daß die Ähnlichkeit von Entladungen auch für folgende Prozesse gewahrt wird: Diffusion der Elektronen und Ionen, Bildung negativer Ionen, Volumenrekombination bei großem Druck, Oberflächenrekombination an Wandungen und Elektroden, Elektronenaustritt aus der Kathode unter der Wirkung positiver Ionen und metastabiler Atome (bei ein und derselben Austrittsarbeit) und der Ionisierung durch Stöße zweiter Art; dies gilt auch bei ein und demselben Prozentsatz einer Beimischung zum Grundgas. Umgekehrt ist eine Ähnlichkeit zweier Entladungen

nicht gegeben bei merklicher Rekombination von positiven und negativen Ionen im Gasvolumen bei der Rekombination von Ionen und Elektronen im Gasvolumen und bei einer Stufenionisierung ([4], Bd. II, S. 113).

Die Gültigkeit des PASCHENschen Gesetzes, das einen besonderen Fall des Ähnlichkeitsgesetzes der Gasentladungen darstellt, zeigt, daß beim Übergang einer unselbständigen in eine selbständige Entladung die Rekombination der Ionen und Elektronen im Gasvolumen und die Stufenionisierung keine wesentliche Rolle spielen.

Wenn auch die Ausdrücke (532) und (534) zu den Ähnlichkeitsgesetzen führen, ergeben sie keine richtigen Werte für den Koeffizienten α, wie sie aus den Experimenten hervorgehen, wenn man die gut bekannten Werte U_i und N_0 einsetzt. Und auch dann, wenn man den umgekehrten Weg geht und aus den experimentell beobachteten α-Werten mit Hilfe von (532) U_i bestimmt, ergibt sich für Helium ein viel zu niedriges und für Stickstoff ein viel zu hohes Ionisierungspotential. Die Ursache dieses Widerspruches liegt in der Unzulänglichkeit der groben Annahme, die TOWNSEND seiner Berechnung zugrunde legte. Dennoch benutzt man die Formel (532) als empirische Formel in der Form

$$\alpha = c_1 e^{-\frac{c_2}{E}}, \tag{550}$$

wenn man c_1 und c_2 experimentell bestimmt. POSIN zeigt, wobei er sich auf eine experimentelle Bestimmung von α stützte, daß α von Luft gut den folgenden empirischen Formeln genügt [1213, 1221]:

a) im Bereich der Werte von $\frac{E}{p} = 20 \frac{\text{V}}{\text{cm Torr}}$ bis $\frac{E}{p} = 40 \frac{\text{V}}{\text{cm Torr}}$

$$\frac{\alpha}{p} = A_1 e^{B_1 \frac{E}{p}},$$

wobei $A_1 = 5{,}76 \cdot 10^{-7}$, $B_1 = 0{,}245$;

b) von 44 bis 176 $\frac{\text{V}}{\text{cm Torr}}$

$$\frac{\alpha}{p} = A_2 \left(\frac{E}{p} - B_2\right)^2,$$

wobei $A_2 = 1{,}17 \cdot 10^{-4}$, $B_2 = 32{,}2$;

c) von 200 bis 1000 $\frac{\text{V}}{\text{cm Torr}}$

$$\frac{\alpha}{p} = \sqrt{\frac{A_4 E}{p}} - B_4,$$

wobei $A_4 = 0{,}21$, $B_4 = 3{,}65$;

d) im Bereich von $\frac{E}{p} = 176 \frac{\text{V}}{\text{cm Torr}}$ bis $\frac{E}{p} = 200 \frac{\text{V}}{\text{cm Torr}}$ kann der Verlauf von $\frac{\alpha}{p}$ als Funktion von $\frac{E}{p}$ nicht durch einen mehr oder weniger einfachen Ausdruck dargestellt werden.

(551)

Die empirischen Formeln von POSIN sind genauer als die Formel (550). Sie sind jedoch unbequemer, da sie für verschiedene Intervalle verschieden sind. Deshalb benutzt man gewöhnlich bei der Aufstellung näherungsweiser Theorien für dieses oder jenes Entladungsgebiet, in dem sich Elektronenlawinen ausbilden, die Formel (550). Der allgemeine Verlauf von $\frac{\alpha}{p}$ in Abhängigkeit von $\frac{E}{p}$ für Luft ist in Abb. 180 dargestellt.

Versuche einer genaueren theoretischen Berechnung von α wurden von COMPTON unternommen [1224]. Im Jahre 1936 gaben MORALJOW [1235, 1237] und auch DRUYVESTEYN [1236] eine Methode zur Berechnung von α an, die in guter Über-

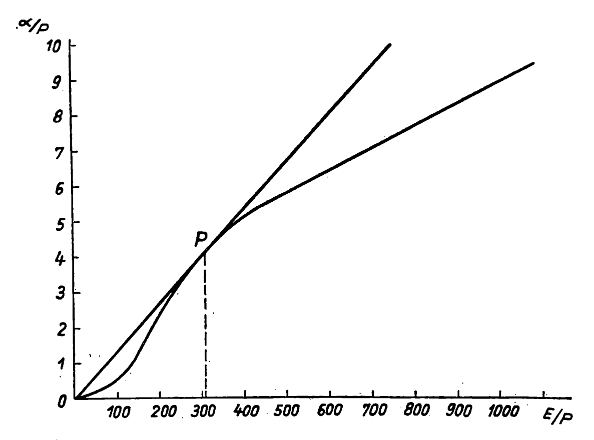


Abb. 180. Kurvenverlauf von $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ für Luft

einstimmung mit dem Experiment steht. Die Methode von MORALJOW beruht auf der Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, die etwa einer MAXWELLschen Verteilung entspricht, auf der Anwendung einer Approximation für die Ionisierungswahrscheinlichkeit

$$w\left(\frac{U}{U_t}\right) = C\,\frac{(U - U_i)\,e^{-\frac{U}{U_t}}}{U_t} \tag{552}$$

und auf der Erfassung der Energieverluste eines Elektrons bei elastischen und unelastischen Stößen. Im Ausdruck (552) ist U die Energie des Elektrons beim Stoß, U_i ist die dem Ionisierungspotential entsprechende Energie und U_t die mittlere (wahrscheinlichste) Energie des Elektrons. Die Methode von MORALJOW gibt die Möglichkeit, den Einfluß von Beimischungen im Gas auf den Koeffizienten α zu erfassen. Weitere Versuche zur Berechnung von α siehe [1372, 1373].

Die experimentelle Bestimmung von α für reines Neon und für Neon mit verschiedener prozentualer Beimischung von Argon, die von GLOTOW durchgeführt wurde [1237], ergibt Werte, die mit den nach der Methode von MORALJOW ausgerechneten gut übereinstimmen. Andere Arbeiten zur experimentellen Bestimmung der Koeffizienten α, β und γ siehe in [1364—1371].

§ 3. Die unselbständige TOWNSEND-Entladung. Der STOLETOW-Effekt und die STOLETOW-Konstante

Mit einer unselbständigen TOWNSEND-Entladung hat man es bei den sogenannten gasgefüllten Photozellen zu tun. In diesen Zellen wird der Photostrom, der proportional zur Intensität des auf die Kathode fallenden Lichts ist, durch die Bildung von Elektronenlawinen im Gas verstärkt. Die Verstärkung des Stromes hängt davon ab, wieweit es gelingt, an die Zündspannung der Entladung heranzugehen, ohne einen Durchbruch hervorzurufen. In der Praxis beträgt in gasgefüllten Photozellen der Verstärkungskoeffizient etwa 10—15.

Die ersten Kombinationen des Photoeffektes mit einer unselbständigen Entladung erforschte STOLETOW, der die Gesamtheit dieser beiden Erscheinungen „Aktinoelektrische Erscheinungen" nannte. Von Beobachtungen in Luft bei Atmosphärendruck ging STOLETOW zu Messungen bei vermindertem Druck über und fand, daß mit der Verminderung des Druckes p die Stärke des aktinoelektrischen Stromes zuerst anwächst und dann zu fallen beginnt. Er stellte fest, daß bei einer Veränderung der Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode das Maximum des Stromes immer ein und demselben bestimmten Wert des Verhältnisses aus Feldstärke E und Druck p entspricht. Bei der Aufstellung seiner Theorie ging TOWNSEND von den STOLETOWschen Ergebnissen aus. Er gab eine Erklärung der von STOLETOW beobachteten Erscheinung und führte dafür die in der Literatur übliche Bezeichnung STOLETOW-*Effekt* ein. Mit Hilfe des Ausdruckes (539) suchen wir das Maximum von α, d. h. die Ableitung von α nach p, und Nullsetzen ergibt

$$\frac{\partial a}{\partial p} = p \frac{\partial f\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)} \cdot \frac{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} + f\left(\frac{E}{d}\right) = 0. \tag{553}$$

Da aber

$$f\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{\alpha}{p} \quad \text{und} \quad \frac{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} = -\frac{E}{p^2}, \tag{554}$$

finden wir, daß α und folglich auch die Stromdichte i das Maximum bei

$$-\frac{\partial\left(\frac{\alpha}{p}\right)E}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)p} + \frac{\alpha}{p} = 0, \quad \frac{\frac{\alpha}{p}}{\frac{E}{p}} = \frac{\partial\left(\frac{\alpha}{p}\right)}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)} \tag{555}$$

erreichen. Veranschaulicht man $\frac{\alpha}{p}$ in Abhängigkeit von $\frac{E}{p}$, wie in Abb. 180 ausgeführt, und legt man daran die Tangente OP vom Koordinatenanfang aus, so wird der Berührungspunkt P die Gleichung (555) befriedigen.

Da nach TOWNSEND die Kurve $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ für jeden beliebigen Druck p ein und dieselbe ist, so bestimmt der Ausdruck (555) eindeutig den dem Maximum von α entsprechenden Wert $\frac{E}{p}$. Dieser Wert wurde von TOWNSEND die STOLETOW-*Konstante* genannt. Der von STOLETOW für Luft experimentell ermittelte Wert dieser Konstanten stimmt annähernd mit dem Wert überein, der von TOWNSEND aus seinen Versuchen zur unmittelbaren Bestimmung des Koeffizienten α errechnet wurde.

§ 4. Zündverzögerung und Aufbauzeit einer Entladung

Ist der Zwischenraum zwischen den Elektroden, in welchem die Entladung vor sich geht, gegen Lichteinwirkung abgeschirmt und wird er überhaupt keinerlei Fremdionisation unterworfen, so vergeht zwischen dem Einschalten einer entsprechenden Zündspannung und dem Moment des Entladungsbeginns eine gewisse Zeit. Diese Zeit nennt man *Verzögerungszeit der Entladung.*

Macht man viele Messungen der Verzögerungsdauer unter den gleichen Versuchsbedingungen, so kann man sich überzeugen, daß sie in sehr weiten Bereichen schwankt. Dennoch ist die Verzögerungszeit gewissen Gesetzmäßigkeiten unterworfen. Bei der Belichtung der Kathode durch ultraviolettes Licht oder bei Einwirkung einer anderen Fremdionisation vermindert sich z. B. die Verzögerungszeit der Entladung; je stärker dabei die Wirkung der Fremdionisation ist, desto kürzer ist die Verzögerungszeit.

Zur Deutung der Entladungsverzögerung ist es naheliegend, anzunehmen, daß für den Bildungsbeginn einer Elektronenlawine das Erscheinen eines Elektrons irgendwo an der Kathode selbst notwendig ist, das die Ursache einer Elektronenlawine sein könnte, die sich durch den gesamten Entladungsraum zwischen Kathode und Anode ausbreitet. Das Auftreten eines Elektrons an der Kathode selbst stellt infolge des Vorhandenseins einer Restionisation eine *zufällige Erscheinung* dar, deren Realisierungswahrscheinlichkeit in einer bestimmten Zeit als die Wahrscheinlichkeit einer beliebigen Zufallserscheinung erfaßt werden kann. Deshalb muß die Wahrscheinlichkeit $w(t)$ dafür, daß die Entladung nicht früher als nach der gegebenen Zeitspanne t eintritt, durch die Exponentialfunktion [1239]

$$w(t) = e^{-kt} \tag{556}$$

ausgedrückt werden. Bei N Zündversuchen wird bei gegebenen Bedingungen in $N \cdot w(t)$ Fällen in der Zeit t noch keine Zündung erfolgen. In der Zeit von t bis $t + dt$ müssen

$$\frac{dw(t)}{dt} dt = ke^{-kt} dt \tag{557}$$

Zündungen vorkommen. Die so beschriebene Erscheinung nennt man *statistische Entladungsverzögerung.*

Die Richtigkeit der Beziehung (556) wurde experimentell bestätigt [1240, 1241], und zwar mit einer automatischen Zündvorrichtung in Verbindung mit Registriergeräten [1290—1293, 1311—1319, 1386, 1387, 1398, 1399, 2486].

Wir berechnen nun die mittlere Zeit τ der statistischen Entladungsverzögerung. Hierzu multiplizieren wir jede einzelne Verzögerungszeit mit ihrer vorkommenden Häufigkeit, addieren alle erhaltenen Werte und dividieren sie durch die Gesamtzahl N der Zündungen. Ersetzt man die Summe durch ein Integral, so finden wir

$$\tau = \frac{1}{N} \int_0^\infty N k e^{-kt} \cdot t\, dt = k \int_0^\infty t e^{-kt} dt = \frac{1}{k}. \tag{558}$$

Die mittlere Verzögerungsdauer der Entladung entspricht dem reziproken Wert der Konstanten k, weshalb man die Beziehung (556) in Form von

$$w(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{559}$$

schreiben kann.

Bei starker Fremdionisation wird τ verschwindend klein, und die statistische Verzögerung der Entladung verschwindet praktisch.

Von der *statistischen Zündverzögerung ist die Aufbauzeit der Entladung* zu unterscheiden. Unter letzterer versteht man die Zeit, die für die Entwicklung der selbständigen Entladung im Entladungsraum notwendig ist. Man kann die Aufbauzeit der Entladung bestimmen, wenn man die statistische Verzögerung der Entladung beseitigt, z. B. durch ein genügend intensives Bestrahlen der Kathode mit ultravioletter Strahlung.

Nach der TOWNSEND-Theorie dauert die Entwicklung einer Entladung bei gleichzeitig zunehmendem Entladungsstrom so lange, bis die Zahl der Elektronen, die an der Kathode durch γ-Prozesse ausgelöst werden, in jeder folgenden Elektronenlawine größer ist als in der vorhergehenden. Die aufeinanderfolgenden Lawinen bringen sich gegenseitig gleichsam in Bewegung. Somit muß die Aufbauzeit der Entladung, die der Zeit für den Verstärkungsmechanismus der Elektronenlawinen entspricht, der Durchlaufzeit einiger Lawinen von der Kathode zur Anode unter Einbeziehung der Rücklaufzeit der positiven Ionen von der Anode zur Kathode gleich sein. Diese Zeit müßte bei den gewöhnlichen Abmessungen der Entladungsröhren, wie Berechnungen zeigen, ca. 10^{-5} s betragen.

Die unmittelbare Bestimmung der Aufbauzeit einer Entladung beim Funkendurchschlag in Luft unter Atmosphärendruck zeigte aber, daß in diesem Fall die Aufbauzeit der Entladung bei einem Elektrodenabstand von 1 cm 100mal kleiner ist, als sie nach der TOWNSEND-Theorie zu erwarten wäre. ROGOWSKI hat unter Zuhilfenahme eines Kathodenstrahloszillographen, mit dem Vorgänge bis zu 10^{-9} s registriert werden konnten, den zeitlichen Zündungsverlauf einer Entladung in Luft bei Atmosphärendruck aufgenommen. Um den Einfluß eines allmählichen Spannungsanstieges auszuschließen, benutzte er eine Spannungsstoßwelle mit sehr steiler Stirn, die über eine Paralleldrahtleitung zur Entladungsstrecke gelangte. Es wurde die Spannung an den Elektroden des Entladungsraumes oszillographiert. Bei der Entstehung der Entladung sank diese Spannung auf sehr geringe Werte infolge des Spannungsabfalles im Stromkreis beim Auftreten des Entladungsstromes.

Die aufgenommenen Oszillogramme beweisen, daß vom Zeitpunkt an, da an die Entladungsstrecke die entsprechende Zündspannung gelegt wird, bis zu dem Zeitpunkt, da der Durchschlagsstrom seinen maximalen Wert erreicht, eine Zeit von *einigen* Zehnmillionstel Sekunden (10^{-7} s) vergeht, wobei der Spannungsabfall von einigen kV bis nahezu auf Null im Verlaufe *einer* zehnmillionstel Sekunde erfolgt. Eins dieser Oszillogramme ist in Abb. 181 abgebildet.

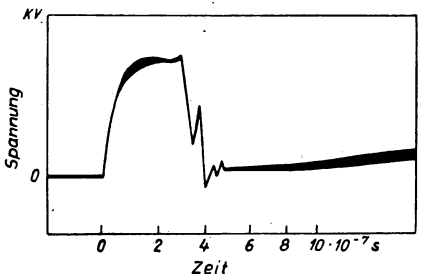


Abb. 181. Spannungsoszillogramm von ROGOWSKI (Elektrodenabstand 1 mm; Luft bei Atmosphärendruck)

Die Versuche von ROGOWSKI zeigen, daß die TOWNSEND-Theorie nicht in der Lage ist, den zeitlichen Entwicklungsverlauf der Entladung bei Atmosphärendruck zu erklären, und daß in den Grundlagen dieser Theorie eine wesentliche Änderung gemacht werden muß. Nach ROGOWSKI kommt der Widerspruch zwischen der

TOWNSEND-Theorie und dem Experiment daher, daß diese Theorie das Feld zwischen den Elektroden als homogen annimmt, ohne Berücksichtigung der Verzerrung, die in diesem Feld durch die Raumladungen verursacht werden. Bevor sich noch die Ionenlawinen gebildet und die Kathode erreicht haben, wird bereits der Durchschlag geschehen, da in einem bestimmten Bereich des Entladungsraumes in der Nähe der Kathode infolge von Raumladungen ein genügend starkes Feld geschaffen wird [1242].

Die Annahme von der großen Bedeutung der Raumladungen bei der Durchbruchserscheinung fand ihre Begründung durch die näherungsweisen Berechnungen des Raumladungszuwachses bei der ersten, zweiten, dritten usw. Elektronenlawine, die von HIPPEL und FRANCK durchgeführt [1243] und von KAPZOW [1244] präzisiert wurden, sowie durch die näherungsweisen Darlegungen von SCHUMANN und ROGOWSKI [1245, 1286], die von den Hauptgleichungen der TOWNSEND-Theorie (485) und (486) für den allgemeinen nichtstationären Fall ausgehen.

Oszillographische Untersuchungen der Zündung bei niedrigen Drucken [1231, 1251, 1252] haben gezeigt, daß in diesem Fall die Aufbauzeit der Entladung ca. 10^{-5} s beträgt und deshalb in den Rahmen der Theorie der Elektronenlawinen hineinpaßt. Das gleiche allmähliche Anwachsen der Elektronenlawinen führt zur Trägheit der gasgefüllten Photoelemente [1111, 1384, 1385].

Die Überlegungen von ROGOWSKI über die Rolle der Raumladungen in der Entladung führten zu einer wesentlichen Ergänzung der TOWNSEND-Theorie und gestatteten einer neuen TOWNSEND-ROGOWSKI-Theorie, nicht nur die unselbständige Entladung, sondern auch den Übergangsprozeß einer unselbständigen in die selbständige Entladung sowie das Stadium der selbständigen Entladung, das als Glimmentladung bezeichnet wird, zu umfassen [1248, 1250]. Jedoch konnte auch diese Theorie die Erscheinung des Funkendurchbruchs nicht erklären, da die Funkenentladung keine reine Lawinenentladung ist.

§ 5. Die ROGOWSKIsche Theorie der Entladung

Die mathematische Formulierung der Entladung zwischen ebenen Elektroden von ROGOWSKI [1248] beruht auf einer Ergänzung der TOWNSENDschen Grundgleichungen (491) und (492) durch die POISSON-Gleichung in Form von[1])

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi\left(\frac{i_p}{u} - \frac{i_e}{v}\right), \tag{560}$$

wobei u die Geschwindigkeit der positiven Ionen und v die Geschwindigkeit der Elektronen sind. ROGOWSKI nimmt an, daß die Geschwindigkeiten der Elektronen und Ionen direkt proportional $\sqrt{E}$ sind, und zwar

$$u = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{e\frac{\lambda_p}{m_p}}\sqrt{E} \quad \text{und} \quad v = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{e\frac{\lambda_e}{m_e}}\sqrt{E}, \tag{561}$$

wobei $\lambda_p, \lambda_e, m_p, m_e$ die freien Weglängen und die Massen der positiven Ionen und der Elektronen sind. Die Ionisierung durch positive Ionen und den Koeffizienten β läßt ROGOWSKI außer acht. Diese Annahmen führen zur Differentialgleichung

$$\frac{d}{dx}\left(\sqrt{E}\frac{dE}{dx}\right) - \alpha\left(\sqrt{E}\frac{dE}{dx}\right) - \frac{4\pi i\alpha}{K} = 0, \tag{562}$$

[1]) Daraus folgt, daß $\varrho = \varrho_p - \varrho_e$, $i_p = u \cdot \varrho_p$ und $i_e = v \cdot \varrho_e$.

in der α eine Funktion von E und K, und K ein Proportionalitätsfaktor zwischen u und E im Ausdruck (561) ist. ROGOWSKI nimmt für α die Formel (550) an und löst das Problem der selbständigen Entladung graphisch, wobei er die Randbedingung an der Kathode in Form des Ausdruckes (507) benutzt:

$$i_{ek} = i \frac{\gamma}{1+\gamma}.$$

Die Lösung gibt die Möglichkeit, die Grundzüge der Glimmentladung zu erklären: die Existenz eines Kathodenfalles, kleiner Potentialgradient in der positiven Säule, die Existenz einer Minimalgrenze der Stromdichte, bei der die Glimmentladung möglich wird usw. Einfache und zuverlässige Formeln für die selbständige Entladung gibt die ROGOWSKIsche Theorie allerdings nicht. Es stören die mathematischen Schwierigkeiten, die in der Theorie auftreten, die Ungenauigkeit der Ausdrücke für die Geschwindigkeit der Ionen und Elektronen in Abhängigkeit von der Feldstärke E (561) und der näherungsweise Charakter der halbempirischen Formel (550).

Unabhängig von der genannten mathematisch formulierten Theorie gab ROGOWSKI ein qualitatives Bild des Überganges von der unselbständigen Entladung zur selbständigen, das die Durchbruchserscheinung unmittelbar mit dem Anwachsen der Raumladungen verbindet und eine Vorstellung davon gibt, wie in allgemeinen Zügen die Potentialverteilung in einer selbständigen Glimmentladung sein muß.

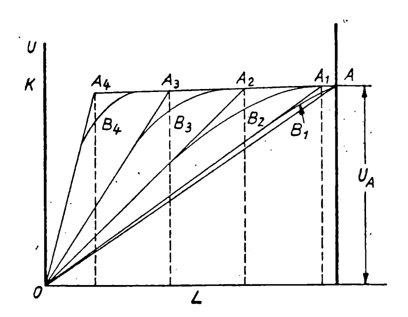


Abb. 182. Feldverzerrung infolge zunehmender Raumladungen beim Durchbruch nach ROGOWSKI

K und A (Abb. 182) stellen die ebenen Elektroden (Kathode und Anode) einer Entladungsstrecke dar; ihr Abstand sei d. Ohne Raumladungen ist das Feld zwischen den ebenen Elektroden homogen, und die Potentialverteilung im Entladungsraum kann durch die Gerade OA veranschaulicht werden, wobei die Ordinate U_A der Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode entspricht. Von der Kathode fliege infolge der Restionisierung die Elektronengruppe n_1. Wenn die Dichte derart klein ist, daß man die Raumladungen außer acht lassen kann, können wir das Feld zwischen Kathode und Anode als homogen betrachten und das Gesetz (470) für das Anwachsen der Elektronenlawine anwenden. Das gibt für die Elektronenzahl n_2, die von der Kathode beim Aufschlag von Ionen, die ihrerseits durch die erste Elektronengruppe n_1 im Gas gebildet worden sind,

$$n_2 = n_1 \gamma (e^{\alpha d} - 1). \tag{563}$$

Für das Verhältnis $\frac{n_2}{n_1} = \mu$ schlug ROGOWSKI die Bezeichnung *Verstärkungsfaktor* vor. Solange man die Raumladungen außer acht lassen kann, ist

$$\mu = \gamma (e^{\alpha d} - 1). \tag{564}$$

Nähert sich bei der Vergrößerung von U der Verstärkungsfaktor μ dem Wert Eins, so steigt nach (479) die Stromdichte stark an. Da die Elektronen sich im elektrischen Feld viel schneller fortbewegen als die positiven Ionen, wandern sie

schnell aus dem Entladungsraum. Die sich langsam zur Kathode fortbewegenden positiven Ionen bilden im Entladungsraum eine feldverzerrende positive Raumladung. Die Potentialverteilung zwischen Kathode und Anode durch diese Raumladung wird schon nicht mehr durch die Gerade OA, sondern durch die Kurve OB_1A dargestellt, die ROGOWSKI durch die Kurve OA_1A approximiert. Durch eine solche Annahme, die sich von der Wirklichkeit nur wenig entfernt, erscheint die Anode von A auf A_1 verschoben. Bezeichnet man die Entfernung von der Kathode zur neuen angenommenen Anode mit L, so finden wir für den Verstärkungsfaktor den Ausdruck

$$\mu = \gamma\,(e^{\alpha L} - 1), \tag{565}$$

wobei α bereits einen etwas anderen Wert hat, der der neuen Feldstärke an der Kathode entspricht. Nehmen wir an, daß wir bei allmählicher Vergrößerung der Potentialdifferenz einen Zustand erreicht haben, bei dem $\mu = 1$ ist. Bei diesem Zustand wird die Entladung selbständig und stationär sein. Ist aber damit der Durchbruch des Entladungsraumes beendet? Ist der erzielte Entladungszustand stabil?

Das Austreten einer großen Anzahl von Elektronen aus der Kathode infolge von γ-Prozessen ist ein den Gesetzen der Statistik unterworfener Vorgänge. Die Anzahl n_1 der in der Zeit Δt aus einem Flächenelement Δs der Kathode tretenden Elektronen wird Schwankungen unterworfen sein. Eine vorübergehende Zunahme von n_1 kann auch durch eine zufällige Fremdionisation erfolgen. Bei einer solchen zufälligen Vergrößerung von n_1 wird auch eine Dichteschwankung des Entladungsstromes eintreten. Die Stromdichte wird größer werden; gleichzeitig wird sich auch die Dichte der Raumladung vergrößern und folglich auch die Feldverzerrung. Die angenommene Anode wird zum Punkt A_2 versetzt erscheinen; die Größe L wird kleiner werden, die Feldstärke an der Kathode größer.

Aus der Kurve der Abb. 180 sowie aus dem Ausdruck (550) folgt, solange $\frac{E}{p} = \frac{U}{Lp}$ kleiner ist als der Wert, der dem Berührungspunkt P der Kurve $\frac{\alpha}{p}$ mit der Geraden entspricht, daß α bei Verschiebung der angenommenen Anode A_1 schneller wächst, als L abnimmt, oder mit anderen Worten, das Produkt αL wächst an. Für Werte von $\frac{E}{p} = \frac{U}{Lp}$, die größer sind, als es dem Punkt P entspricht, nimmt $\alpha \cdot L$ mit der Verminderung von L ab[1]). Der am Koordinatenursprung O liegende Abschnitt der Kurve interessiert uns dabei nicht, da er dem betrachteten Entladungszustand nicht entspricht.

Somit wird als Folge der betrachteten Dichteschwankung des Entladungsstromes der Ionisationsanstieg im Verlaufe einer wenn auch kurzen Zeitspanne größer als Eins sein. In dieser Zeit ruft die durch die zufällige Schwankung hervorgerufene Vergrößerung von μ eine weitere Vergrößerung der Stromdichte, folglich auch eine Vergrößerung der Dichte der Raumladung und der Größe μ hervor. Der Verlauf der Änderung von α führt bei verhältnismäßig großem L und kleinem E zu einem sehr schnellen Anstieg von μ wegen immer größerer Feldverzerrung unter der Wirkung nachfolgender Elektronenlawinen. Wird L so klein, daß der Punkt P in Abb. 180

---

[1]) Das ist leicht folgendermaßen einzusehen: Wenn die Abhängigkeit $\frac{\alpha}{p}$ von E, d. h. von $\frac{1}{L}$, durch die Gerade OP dargestellt würde, so würde $\alpha \cdot L$ bei einer Änderung von L und E konstant bleiben.

durchlaufen wird, so verkleinert sich μ bei weiterer Verzerrung des Feldes. Erreicht μ von neuem den Wert Eins in der angenommenen Lage der Anode A_4, so entsteht keine weitere Verzerrung des Feldes, und die Entladung wird stationär. Somit durchläuft μ die in Abb. 183 schematisch aufgezeichnete Kurve I.

Der dem Punkt P_2 (Abb. 183) entsprechende Zustand ist stabil, weil bei zufälligem Stromanstieg die Ionisation sofort kleiner als Eins wird und die Stromdichte der Entladung abnimmt. Bei zufälliger Verkleinerung des Stromes tritt das Umgekehrte ein. Die dem Punkt P_2 entsprechende Stromstärke ist sehr groß. Somit erklärt die qualitative Theorie von ROGOWSKI gut den Stromanstieg beim Durchbruch und führt zu der Schlußfolgerung, daß dieses Anwachsen nicht unbegrenzt ist, wie das die TOWNSEND-Theorie behauptete (Nullwerden des Nenners), sondern wenn auch groß, so doch endlich.

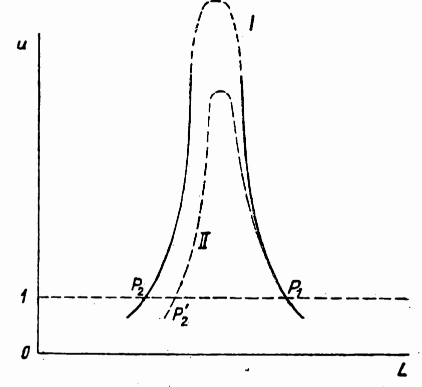


Abb. 183. Verlauf von μ während des Durchbruchs nach ROGOWSKI

Infolge der unvermeidbar begrenzten Leistung der Stromquelle und der Verkleinerung von U infolge des Spannungsabfalls im äußeren Stromkreis durchläuft der Verstärkungsfaktor in Wirklichkeit nicht die maximal mögliche Kurve I, sondern die ein wenig niedriger gelegene Kurve II mit dem Punkt P_2' als stabilem Zustand.

Die ROGOWSKIsche Theorie charakterisiert den Durchbruch als Übergang vom nichtstationären ($\mu = 1$ im Punkt P_1) in den stationären Zustand ($\mu = 1$ im Punkt P_2'). Bei diesem Übergang werden die Raumladungsgebiete völlig umgestaltet.

Somit führt uns die ROGOWSKIsche Theorie in das Gebiet der selbständigen Entladung, während die TOWNSEND-Theorie auf der Grenze von unselbständiger Entladung zur selbständigen haltmacht. Der Abschnitt OA_4 (Abb. 182) entspricht dem Kathodenfall der Glimmentladung, der waagerechte Abschnitt A_4A dem kleinen Potentialgradienten der positiven Säule [1253]. Über die Weiterentwicklung der Theorie der Zündung einer Entladung durch ROGOWSKI und andere siehe [1233, 1214, 1375—1380].

§ 6. Die Abhängigkeit der Zündspannung von verschiedenen Ursachen

In Abb. 184 sind Kurven gezeichnet, die die Abhängigkeit der Zündspannung einer Gasentladung zwischen ebenen Elektroden durch das Produkt $p\,d$ für verschiedene Gase ausdrücken [1212]. Auf der Abszissenachse ist das Produkt aus Gasdruck (in Torr) und Elektrodenabstand (in mm) aufgetragen, auf der Ordinatenachse das Zündpotential U_z in Volt.

Wie man aus den Kurven ersieht, wird U_z, beginnend von hohem Druck oder großem Elektrodenabstand, mit abnehmendem p bzw. d kleiner, durchläuft ein Minimum (U_m) und steigt bei weiterer Verminderung des Druckes oder des Elektrodenabstandes stark an. Diese Kurven werden PASCHEN-*Kurven* genannt.

Qualitativ erklärt sich der Kurvenverlauf folgendermaßen. d sei konstant und es ändere sich der Gasdruck p. Beim Übergang von hohem Druck zu niedrigem in ein und demselben Feld vergrößert sich die freie Weglänge der Elektronen im Gas, und deshalb durchlaufen die Elektronen im Mittel eine größere Potentialdifferenz, und die Ionisierungswahrscheinlichkeit durch Stöße vergrößert sich, dafür verkleinert sich aber andererseits bei geringerem Druck die Stoßzahl der Elektronen mit den Molekülen des Gases pro cm zurückgelegten Weges, der von den Elektronen in Richtung von der Kathode zur Anode durchlaufen wird. Somit treten bei einer

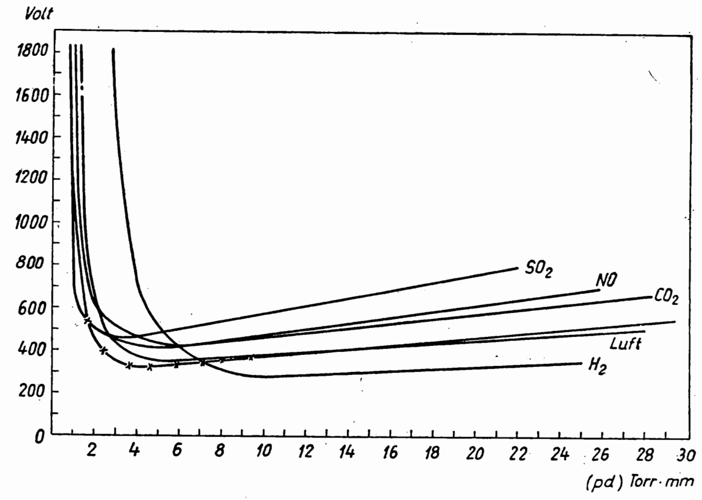


Abb. 184. PASCHEN-Kurven für einige Gase

Druckverminderung zwei verschiedene Wirkungen auf, deren eine den Koeffizienten α vergrößert, während die andere ihn verkleinert. Beim Übergang von hohen Drucken bis zu einem U_m entsprechenden Druck überwiegt der erste Effekt, also die Erhöhung der Energie, die das Elektron bei jedem Stoß besitzt; bei weiterer Druckverminderung dominiert der andere Effekt, die Verkleinerung der Stoßzahl.

Betrachten wir nun den Fall, bei dem der Druck p konstant ist und sich nur der Elektrodenabstand d ändert. Bei der Verkleinerung dieser Entfernung vergrößert sich einerseits die Feldstärke E, da im Falle ebener Elektroden $E = \frac{U}{d}$ ist. Das zieht ein Ansteigen des Koeffizienten α nach sich. Andererseits verkleinert sich mit abnehmendem Abstand d der Raum, der der von der Kathode zur Anode fortschreitenden Lawine bei ihrer Entwicklung zur Verfügung steht. Daher verkleinert sich auch unter sonst gleichen Bedingungen die durch γ-Prozesse aus der Kathode befreite Zahl der Elektronen mit der Verkleinerung von d. Somit haben wir auch in diesem Fall die gleichzeitige Wirkung zweier Ursachen, als deren Folge ein Minimum für die Durchschlagsspannung auftritt.

Zu der gleichen Schlußfolgerung der Existenz eines Minimums der Kurve $U = f(pd)$ kann man gelangen, wenn man mit den entsprechenden Abwandlungen die Überlegungen über eine Änderung von $\alpha \cdot d$ bei Änderung von pd nach der Kurve von

Abb. 180 wiederholt. Dazu muß die Abszisse dieser Kurve in Form von $\frac{E}{p} = \frac{U}{pd}$ dargestellt werden.

Die Übergangsbedingung der unselbständigen Entladung in die selbständige

$$\mu = \gamma\,(e^{\alpha d} - 1) = 1, \tag{566}$$

in der α und γ Funktionen der Feldstärke sind und folglich auch der Spannung U_z (wobei α von den Gaseigenschaften abhängt und γ außerdem noch von den Eigenschaften der Kathode), führt zu dem Schluß, daß die Zündspannung U_z einer Entladung einerseits unter den übrigen gleichen Bedingungen von der Natur des Gases abhängen muß, andererseits von der Natur der Kathode. Die erste dieser Tatsachen war schon lange bekannt, die andere wurde im Jahre 1921 bei Niederdruck-Entladungen in Edelgasen (Ar und Ne) entdeckt [1254—1256]. Es zeigte sich, daß alkali- und erdalkalihaltige Metalle, die eine geringe Austrittsarbeit haben, das Zündpotential vermindern, wenn man aus diesen Metallen die Kathode fertigt oder sie damit überzieht. Das nützt man gegenwärtig in der Technik bei der Anfertigung von Gasentladungsgeräten aus, die im Niederdruckbereich arbeiten (siehe z. B. [2489]). Eine solche Abhängigkeit für U_z von der Natur der Kathode beobachtet man bis zu großen Werten von pd, wenn der gesamte Entladungsprozeß einen anderen Charakter annimmt und die Übergangsbedingung der Entladung (566) durch eine andere ersetzt werden muß.

Die Abhängigkeit des Koeffizienten α und folglich auch des Potentials U_z von der Natur des Gases wird durch den Charakter der Elektronenstöße mit den Molekülen des gegebenen Gases bestimmt, namentlich dadurch, inwieweit diese Stöße „elastisch" sind und inwieweit ein Elektron beim Stoß seine kinetische Energie behält. Wenn die Elektronen bei den Stößen, bei denen sie noch keine genügende Geschwindigkeit zur Ionisierung erreicht haben, im Mittel einen Energieteil in einem Gas verlieren, der größer ist als der Verlust in einem anderen Gas, so ist für den Durchbruch im ersten Gas eine größere Feldstärke nötig als im zweiten. Einen anderen wichtigen Faktor stellt das Ionisierungspotential des Gases dar. Es ist vollkommen verständlich, daß je größer das Ionisierungspotential ist, um so höher unter sonst gleichen Bedingungen U_z sein muß. Im allgemeinen sind jedoch die übrigen Bedingungen so verschieden, daß einem großen U_i oft ein kleineres U_z entspricht.

Existiert in einer Entladungsröhre ein Gemisch zweier Gase, so kann man U_z in keiner Weise aus den Komponenten dieses Gemisches berechnen. Im Gemisch entstehen neue Erscheinungen, die in den reinen Komponenten desselben oft nicht stattfinden. Zur Veranschaulichung führen wir die Kurven $U_z = f(pd)$ (Abb. 185) für Wasserstoff-Stickstoff-Gemische an [1257]. Wir sehen, daß der Wasserstoff bei bestimmten Konzentrationen das Zündpotential des Gemisches senkt, bei anderen steigert. Den minimalen Wert besitzt U_z für ein Gemisch, das 25,5% H_2 enthält, U_m ist kleiner als U_m für reinen Wasserstoff und U_m für reinen Stickstoff.

In Abb. 186 ist U_z für Luft in Abhängigkeit von einer geringen Wasserdampfbeimischung dargestellt [1258]. Die Kurve gilt für einen Abstand $d = 4{,}93$ mm zweier ebener Elektroden und einen Luftdruck von 2,95 Torr. Wie man aus der Kurve ersieht, führt unter diesen Bedingungen eine Verminderung des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes zuerst zur Verkleinerung von U_z, dann steigt U_z jedoch bei zunehmender Trocknung der Luft von neuem an. Bei der Begegnung mit den Wasser-

dampfmolekülen bilden die Elektronen negative Ionen, deren Bewegung langsam und deren Ionisationsfähigkeit unbedeutend ist. Ihr Auftreten vermindert die Anzahl der an der Lawinenbildung aktiv teilnehmenden Elektronen und erschwert den Durchbruch. Damit erklärt sich der ansteigende Kurvenzweig in Abb. 186. Der Abfall von U_z bei sehr geringen Beimischungen von Wasserdampf im Vergleich zur reinen Luft erklärt sich durch die Zerlegung des Wasserdampfes in Wasserstoff, der nach den Kurven der Abb. 185 U_z für Stickstoff vermindert.

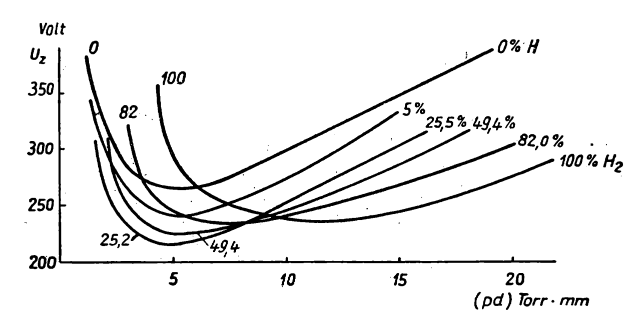


Abb. 185. PASCHEN-Kurven für Wasserstoff-Stickstoff-Gemische (Wasserstoffgehalt in %)

In Neon und Argon beobachtet man etwas andere Erscheinungen. Das Vorhandensein geringer Spuren von Argon in Neon setzt das Zündpotential der Entladung mehr oder weniger herab, in Abhängigkeit von der Menge des Argons. Denselben Einfluß hat das Vorhandensein von Quecksilberdampf in Neon oder in Argon [1259—1262, 1321—1324].

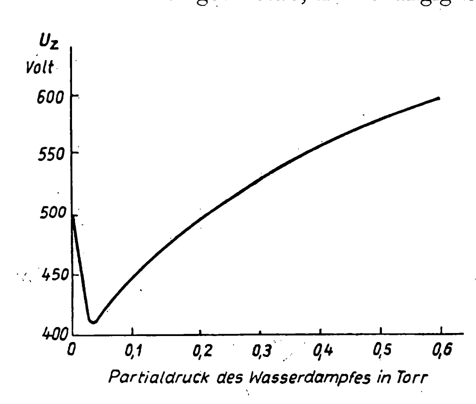


Abb. 186. Der Einfluß von Wasserdampf auf das Zündpotential einer Entladung in Luft

Nehmen wir an, daß bei Stößen in reinem Neon die Elektronen größere Geschwindigkeiten besitzen, als sie dem Anregungspotential des metastabilen Zustandes des Grundgases entsprechen, U_{met} jedoch eine kleinere als die dem Ionisierungspotential entsprechende. Die Berechnung zeigt, daß die Stoßwahrscheinlichkeit des metastabilen Atoms mit einem neuen Elektron viel zu klein ist, um eine merkliche Ionisierung des Gases zu bewirken. Sind jedoch im gleichen Gas Beimischungsatome vorhanden, deren Ionisierungspotential niedriger als U_{met} des Grundgases ist, so können bei den Stößen der metastabilen Atome mit den Atomen der Beimischung Stöße zweiter Art vorkommen. Ein metastabiles Atom wird seine Anregungsenergie einem Atom der Beimischung übertragen und es auf diese Weise ionisieren. Gleichzeitig ist die Ionisationswahrscheinlichkeit der Atome oder der Moleküle durch

unmittelbaren Stoß mit den Elektronen vielfach kleiner im Vergleich zur Stoßzahl der Beimischungspartikel mit den metastabilen Atomen des Grundgases.

Somit tritt infolge von Beimischungen bei Elektronengeschwindigkeiten, die lediglich ausreichen, das Grundgas in den metastabilen Zustand zu bringen, eine Ionisierung ein, weshalb U_z für das Gas mit einer Beimischung niedriger ist als für das reine Gas. Diese Theorie wird dadurch bestätigt, daß bei einer Beimischung, für die $U_i < U_{\mathrm{met}}$ ist, eine Herabsetzung von U_z eintritt, während Beimischungen mit $U_i > U_{\mathrm{met}}$ derartige Herabsetzungen nicht erzeugen. Außerdem vergrößern alle Umstände, die eine Verkürzung der Lebensdauer der metastabilen Atome fördern, das Zündpotential der Mischung und umgekehrt.

Besonders anschaulich sind folgende, leicht zu wiederholende Versuche. Bestrahlen wir eine Neonentladung, für die die Zündspannung U_z zu bestimmen ist und die eine geringe Beimischung von Argon enthält, mit dem Licht einer anderen intensiven Neonentladung. Durch eine solche Bestrahlung erhöht sich U_z für das Neon-Argon-Gemisch und nähert sich dem Wert der Zündspannung für reines Neon. Dies erfolgt, da die entsprechenden Quanten der Neonstrahlung von den metastabilen Neonatomen in der ersten Röhre absorbiert werden und dieselben aus dem metastabilen Zustand befreien, noch bevor unelastische Stöße zweiter Art mit den Argonatomen, die zu einer Herabsetzung von U_z führen würden, vorkommen können.

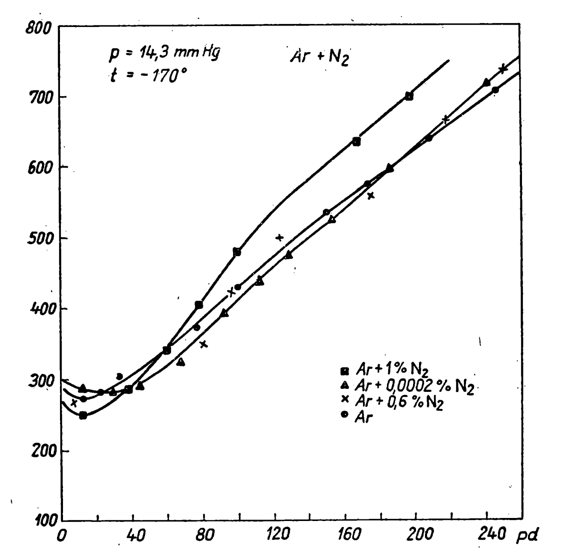


Abb. 187. Der Einfluß des Stickstoffgehaltes auf das Zündpotential einer Argonentladung (nach MORALJOW)

Der Einfluß auf U_z durch Beimischungen zweiatomiger Gase, die nicht zur Bildung negativer Ionen geeignet sind, ist experimentell von den sowjetischen Physikern KLARFELD, MORALJOW, BALOG und GLOTOW [1263—1265, 1267] studiert worden.

Setzt man einem Gemisch aus einem Edelgas und Quecksilber oder Argon Stickstoff zu, so erhöht sich das Zündpotential bereits merklich bei einer sehr kleinen

Konzentration der Beimischung. Beim Zusatz von Stickstoff zu reinem Edelgas wird die Steigerung von U_z erst bei einem Beimischungsgrad von annähernd $1^0/_0$ und mehr bemerkbar. Die Wirkung von Wasserstoff auf das Zündpotential hängt in bedeutendem Maße von dem Wert pd ab. Bei kleinem pd setzt die Beimischung von Wasserstoff U_z herab, bei großem steigert sie es.

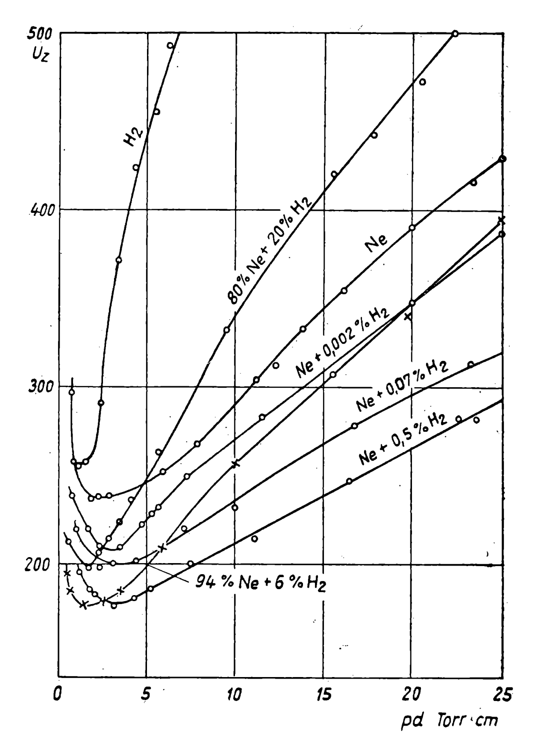


Abb. 188. Der Einfluß des Wasserstoffgehaltes auf das Zündpotential einer Neonentladung (nach BALOG)

Theoretisch ist die Frage der Änderung des Zündpotentials für ein Edelgas bei Vorhandensein dieser oder jener Beimischungen in der Dissertation MORALJOWS bearbeitet worden. MORALJOW führt die Veränderung von U_z auf eine entsprechende Änderung von α zurück. Zweiatomige Gase erhöhen U_z infolge des Energieverlustes der Elektronen bei Stößen mit den zweiatomigen Molekülen der Beimischung, wobei eine Anregung des Rotationsschwingungsniveaus dieser Moleküle erfolgt. Beim Vorhandensein eines dritten Gases, das U_z durch Stöße zweiter Art herabsetzt, ist die Rolle der zweiatomigen Gase eine andere: Die Anwesenheit zweiatomiger Gase führt zur Auslöschung der Metastabilen des Grundgases, bevor die U_z herabsetzenden Stöße dieser Metastabilen mit den Atomen der Beimischung erfolgen. In diesem Fall ist der Einfluß des zweiatomigen Gases viel größer und zeigt sich schon bei außergewöhnlich kleinen Konzentrationen desselben [1235].

Die von BALOG beobachtete Herabsetzung von U_z bei Anwesenheit von Wasserstoff in Neon und auch den oben beschriebenen Effekt im Gemisch Stickstoff-Wasserstoff erklärt BALOG durch einen Oberflächeneffekt, der die Austrittsarbeit der Kathode bei der Bildung eines Wasserstoff-Films herabsetzt. Die Zunahme von U_z bei großen pd und einer Beimischung von Wasserstoff erklärt man wie die Wirkung eines zweiatomigen Gases im Volumen. Bei kleinen pd herrscht der Ober-

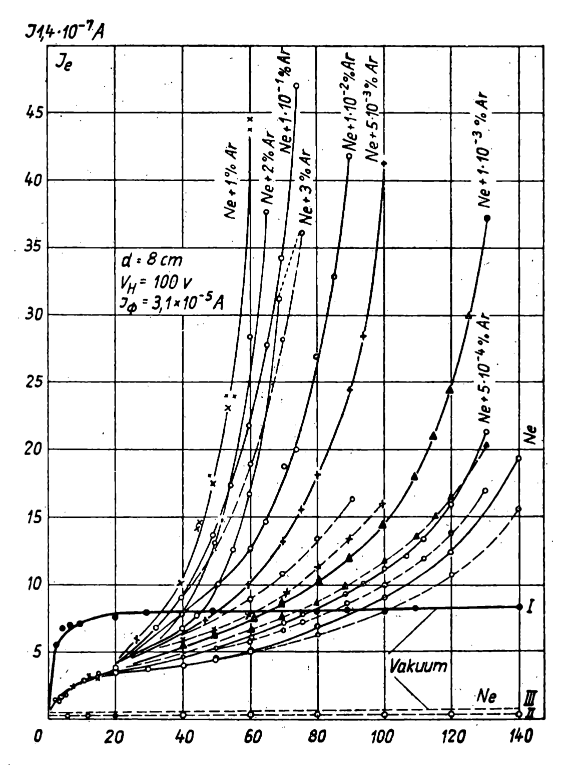


Abb. 189. Einfluß kleiner Beimischungen von Argon auf die Stromstärke einer unselbständigen Neonentladung. Die gestrichelten Kurven wurden bei intensiver Bestrahlung der Entladungsröhre durch eine Neonentladung aufgenommen (nach GLOTOW)

flächeneffekt über den Volumeneffekt vor, bei großen tritt das Umgekehrte ein. Zur Veranschaulichung führen wir in den Abb. 187 und 188 die den Arbeiten von MORALJOW und BALOG entnommenen Kurven an.

Der Einfluß der metastabilen Atome zeigt sich nicht nur bei U_z, sondern auch an der Stromstärke der unselbständigen Entladung [1266—1268]. Zur Veranschaulichung dieser Erscheinungen bringen wir in Abb. 189 die Kurven aus der Arbeit von GLOTOW [1267], die sich auf Gemische von Neon und Argon beziehen.

Der starke Einfluß, den eine geringe Beimischung auf das Zündpotential eines Gases ausübt, erschwert die Bestimmung des Zündpotentials reiner Gase sehr.

Einige Forscher finden, daß je kleiner die Menge einer Beimischung ist, desto unbestimmter sind die Ergebnisse der Messung von U_z. Das bezieht sich auf Stickstoff [1257] und auf Helium [1269]. Deshalb müssen alle Zahlen, die als Zündpotentiale für „reine" Gase angegeben werden, mit Vorsicht benutzt werden.

Der Einfluß einer Beimischung auf U_z hat in der Fertigungstechnik verschiedener Gasentladungsgeräte bei gleichzeitiger Herabsetzung des Zündpotentials durch entsprechende Wahl des Kathodenmaterials großen praktischen Wert. Wenn ein Durchbruch unerwünscht ist, kann eine Beimischung zur Erhöhung von U_z nützlich sein. Ein Beispiel: Verhinderung von Kurzschluß in mit Argon gefüllten Glühlampen durch einen Zusatz von Stickstoff.

Über Ergebnisse und Methoden zur Bestimmung der Zündspannung in einzelnen Fällen siehe [1298—1303, 1325—1344, 1360, 1392—1396, 1403, 2483, 2484], über den Einfluß eines inhomogenen Feldes [1346]. Ferner siehe [1345, 1407—1410, 2487.]

§ 7. Die Herabsetzung der Zündspannung einer Entladung unter der Wirkung einer Fremdionisation

Wir bezeichnen als eine selbständige Entladung eine solche Entladung, die ohne Einwirkung von Fremdionisation fortbesteht.

Das Kriterium der selbständigen Entladung ist ihre Fortdauer und ihre Stabilität bei *Ausschaltung* der Fremdionisation. Deshalb erfordert die Frage nach der Zündspannung einer Entladung unter der Wirkung einer intensiven Fremdionisation eine Präzisierung. Das Experiment zeigt, daß auch in diesem Fall ebenso wie bei alleiniger Restionisation der Zeitpunkt eintritt, bei dem der ansteigende Strom durch die Leistungsfähigkeit einer Stromquelle und den Widerstand des Stromkreises begrenzt wird. Bis zu diesem Zeitpunkt hängt die Stromstärke von der äußeren Ionisierungsintensität ab; nach dem Stromanstieg verschwindet diese Abhängigkeit nicht gänzlich, wird aber sehr unbedeutend. Die dem Stromsprung entsprechende Spannung ist natürlich auch in diesem Fall als Zündspannung der Entladung anzusehen. Der Versuch zeigt, daß bei ununterbrochener Einwirkung einer Fremdionisation die Zündspannung der Entladung kleiner ist als ohne Fremdionisation.

Versuchen wir nun, uns die Herabsetzung der Zündspannung vom Gesichtspunkt der TOWNSEND-ROGOWSKI-Theorie des Durchbruchs zu erklären, soweit das elementar ohne den umfangreichen mathematischen Apparat der ROGOWSKI-Theorie möglich ist.

In Analogie zu der gewöhnlichen Zündung einer Entladung ohne intensive Fremdionisation müssen wir schließen, daß im Augenblick des jähen Stromanstieger auch im betrachteten Fall ebenfalls ein für das Zünden der Entladung charakteristischer Umbau der Raumladungen vorkommt. Der Umbau wird auch in diesem Fall durch die Instabilität des stationären Zustandes und die Schwankungen des Entladungsstromes hervorgerufen. Es entsteht somit die Frage nach der Spannung U'_z, bei der eine derartige Instabilität eintritt.

Oben haben wir bei der Darstellung des Verstärkungsfaktors μ stillschweigend die aus der Kathode als Folge zufälliger Ursachen tretenden Elektronen n_0 wegen ihrer Geringfügigkeit im Vergleich zu der Gesamtzahl der die Kathode bei den aufeinanderfolgenden Lawinen verlassenden Elektronen n_1, n_2 usw. vernachlässigt. Im jetzt betrachteten Fall kann man die Elektronenzahl n_0 nicht vernachlässigen.

Für die anfängliche Elektronenzahl der folgenden Lawine müssen wir an Stelle von (563)

$$n_2 = n_0 + n_1 \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha' dx} - 1\right) \tag{567}$$

schreiben. Wir führen hier die Bezeichnung α' ein, weil das Feld der Entladung und folglich der Wert des Koeffizienten α in jedem Punkt des Entladungsraumes verschieden sein wird im Vergleich zum Fall des verschwindend kleinen n_0. Bezeichnen wir mit n_1' und n_2' die aus der Kathode unter der Wirkung von γ-Prozessen austretenden Elektronen, so ist

$$n_1 = n_1' + n_0, \quad n_2 = n_2' + n_0, \tag{568}$$

$$n_2' = n_2 - n_0. \tag{569}$$

Aus (567), (568) und (569) finden wir

$$n_2' = (n_1' + n_0)\,\gamma \left(e^{\int_0^d \alpha' dx} - 1\right). \tag{570}$$

Unter dem Verstärkungsfaktor μ' verstehen wir das Verhältnis der Zahlen n_1' zu n_2'. Wir erhalten daher

$$\mu' = \frac{n_2'}{n_1'} = \left(1 + \frac{n_0}{n_1'}\right)\gamma \left(e^{\int_0^d \alpha' dx} - 1\right). \tag{571}$$

Der Zündspannung U_z einer Entladung ohne Fremdionisation entspricht

$$\mu = \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha' dx} - 1\right) = 1. \tag{572}$$

Bei nicht verschwindend kleinem n_0 ist die Stromdichte und die Feldverzerrung größer als bei $n_0 = 0$. Deshalb ist

$$\int_0^d \alpha' \, dx > \int_0^d \alpha \, dx. \tag{573}$$

Folglich ist für $U = U_z$:

$$\mu' > \mu = 1. \tag{574}$$

Beim Vorhandensein einer Fremdionisation entwickelt sich die Entladung bei $U = U_z$ unabhängig von jeder Schwankung; der Zustand, bei dem der Umbau der Raumladungen beginnt, *ist bereits überschritten.* Hieraus schließen wir, daß

$$U_z' < U_z, \tag{575}$$

oder mit anderen Worten: Die Zündspannung bei ununterbrochener Einwirkung einer Fremdionisation ist kleiner als beim Fehlen einer solchen.

Den praktisch größten Wert erfährt die Herabsetzung der Zündspannung durch die thermische Elektronenemission einer geheizten Kathode und durch einen Photoeffekt an der Kathode. Eine Vorstellung von der ersten dieser Erscheinungen können die Kurven der Abb. 190 vermitteln, die der Arbeit von Afanasjewa und Kapzow [1270] entnommen sind. Die Kurven gelten für verschiedene Elektrodenabstände. Als Kathode diente ein elektrisch geheizter Wolframdraht.

Der zweite der oben aufgezählten Fälle tritt in gasgefüllten Photoelementen auf. Die Zündung einer selbständigen Entladung darf man hierbei wegen der möglichen Beschädigung der Kathode durch das Bombardement positiver Ionen nicht zulassen.



Abb. 190. Herabsetzung des Zündpotentials einer Argonentladung bei Erhöhung der Kathodentemperatur (Kathode besteht aus einem Wolframdraht). l = Abstand Anode — Kathode

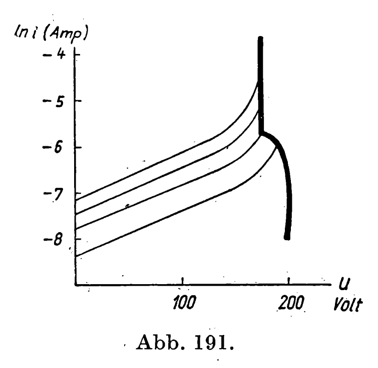


Abb. 191.

Deshalb darf bei der Benutzung gasgefüllter Photoelemente und beim Streben, eine möglichst große Empfindlichkeit zu erzwingen, nicht vergessen werden, daß sich die Zündspannung einer Entladung im Photoelement unter den Arbeitsbedingungen in Abhängigkeit von der Belichtung der Kathode als viel kleiner erweisen kann als die bei Dunkelheit bestimmte Zündspannung [1271, 1272]. Die Meßergebnisse über den Einfluß der Bestrahlungsintensität der Kathode auf U_z sind durch die Kurven der Abb. 191 dargestellt. Auf der Abszissenachse ist die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden, auf der Ordinatenachse der Logarithmus des Stromes der unselbständigen Entladung aufgetragen. Die verschiedenen Stromkurven entsprechen der verschiedenen Belichtungsintensität der Kathode. Die stark ausgezogene Kurve rechts kennzeichnet den Beginn der selbständigen Entladung. Wie man aus diesen Kurven ersieht, ist das Zündpotential der Entladung um so niedriger, je größer der Strom der unselbständigen Entladung, folglich auch je größer die Intensität der Kathodenbelichtung ist. Die Messungen wurden an einer mit metallischem Kalium überzogenen Kathode vorgenommen.

Das Problem der Herabsetzung der Zündspannung bei der Bestrahlung der Kathode wurde im Rahmen der Rogowskischen Theorie bearbeitet und experimentell durch eine Reihe von Forschern behandelt [1273—1280, 1347—1352, 1354—1359, 1382]. Bei bestimmten Versuchen erwies sich U_z bei intensiver Belichtung der Kathode höher als ohne Belichtung [1361—1363]. Eine ähnliche Erscheinung wurde erstmals von dem russischen Physiker Lebedinski im 19. Jahrhundert für den elek-

trischen Funken bei Atmosphärendruck entdeckt [1281]. Diese Erscheinung entspricht nicht dem Übergang der unselbständigen Entladung in die selbständige, sondern dem Übergang der Koronaentladung in die Funkenentladung.

Bei verstärkter Belichtung einer lichtempfindlichen Kathode hängen die Parameter der Entladung sowohl von der Belichtung der Kathode als auch von der Röhrenspannung ab, wenn sie größer als U_z ist. In diesem Fall haben wir es mit der gleichzeitigen Existenz einer unselbständigen und einer selbständigen Entladung zu tun [1383]. Siehe auch [2485].

§ 8. Die Übergangsform der Entladung von der TOWNSEND- in die Glimmentladung

Der Übergang der unselbständigen Entladung in die selbständige ist gewöhnlich von einem starken Anstieg der Stromstärke und einem Leuchten des Gases begleitet. Legt man jedoch einen großen Widerstand in den Stromkreis, so vollzieht sich der Übergang von der unselbständigen Entladung zur selbständigen allmählich, und man kann die Übergangsformen der Entladung zwischen der TOWNSEND- und der Glimmentladung beobachten [1283—1285]. Bei einem Widerstand von annähernd 10^6 Ohm sowie bei kleinen Drucken tritt bei $U = U_z$ an der Anode ein schwaches Leuchten auf. Das erklärt man damit, daß die Lawine an der Anode die meisten Elektronen enthält und hier die meisten Anregungen der Atome vorkommen. Bei einer Verkleinerung des äußeren Widerstandes beginnt mit dem Stromanstieg eine Feldverzerrung durch Raumladungen, und das Leuchten beginnt sich in Richtung zur Kathode hin auszudehnen. Bei weiterer Zunahme der Stromstärke beginnt das Leuchten des Gases in für eine Glimmentladung charakteristische Teile zu zerfallen, und der Spannungsabfall in der Röhre konzentriert sich in den Kathodenteilen der Entladung [1284, 1285].

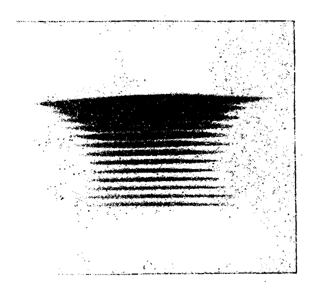


Abb. 192. Folge leuchtender Schichten beim Übergang von der TOWNSEND- zur Glimmentladung in Neon bei einem Druck von 40 Torr (negative Darstellung). Der Abstand zwischen den Elektroden beträgt 1 cm, die Stromstärke ca. 1 μA

In der Literatur ist auch ein stabilisierter Übergangszustand der Entladung beschrieben, bei dem die Röhre in Kathodennähe schmale leuchtende Schichten (Straten) aufwies, die durch dunkle Zwischenräume getrennt waren. Abb. 192 zeigt die Aufnahme einer solchen geschichteten Entladung, die der Arbeit [1285] entnommen wurde[1]). Bei einer solchen geschichteten Entladung erlangen die aus der Kathode fliegenden Elektronen längs der ersten unmittelbar an die Kathode anliegenden dunklen Schicht eine für die Anregung des Gases genügende Energie. In der ersten leuchtenden Schicht verbraucht sich diese Energie für die Anregung der Gaspartikel, was zur Folge hat, daß in die zweite dunkle Schicht eine große Zahl von Elektronen mit unbedeutend kleinen Geschwindigkeiten tritt. In der

[1]) Ein Bild vom allmählichen Übergang der TOWNSEND-Entladung zur Glimmentladung siehe [4], Bd. II, S. 74, Abb. 36.

zweiten dunklen Schicht erfolgt wiederum eine Energiezunahme. Diese Energie wird von den Elektronen zur Anregung des Leuchtens in der zweiten leuchtenden Schicht verbraucht usw. Die Breite der dunklen Schichten hängt von der Verteilung der Feldstärke ab und gibt die Tatsache wieder, daß diese den größten Wert an der Kathode besitzt. Über den Verlauf der Charakteristik im Anfangsstadium der selbständigen TOWNSEND-Entladung siehe [1353].

§ 9. Der Durchbruch im Hochvakuum

Die Ordinaten des linken Zweiges einer PASCHEN-Kurve wachsen mit der Verkleinerung des Produktes pd mehr und mehr an; d. h., je besser das Vakuum ist, desto höher ist die Durchbruchsspannung. Diese Feststellung hat großen praktischen Wert. Wäre diese Schlußfolgerung richtig, so könnte man, indem man ein immer besseres Hochvakuum schafft und die das Vakuum einschließenden Wandungen einander nähert, eine sehr vollkommene Isolierschicht erzeugen. Im Grenzfall wäre das ideale Vakuum ein idealer Isolator.

Jedoch ist das in Wirklichkeit nicht so. Die Theorie des Lawinendurchbruchs von TOWNSEND, in deren Rahmen der Verlauf der PASCHEN-Kurve gut hinein paßt, berücksichtigt nicht die Erscheinung der *kalten Emission* einer Kathode. Es wächst nämlich bei Erhöhung der Spannung an den Elektroden oder bei Verringerung ihres Abstandes die Feldstärke an der Kathodenoberfläche derart an, daß eine kalte Emission (Feldemission) beginnt. Durch den Aufprall der von der Kathode emittierten Elektronen wird die Anode erwärmt (bei Wechselstrom beide Elektroden). Es erfolgt eine Gasausscheidung und Verdampfung des Elektrodenmaterials, wodurch das Hochvakuum gestört wird, und der Durchbruch tritt ein. Die Durchbruchsbedingung besteht in diesem Fall darin, daß die Feldstärke E an der Kathode größer oder gleich E_F sein muß, d. h. der Feldstärke, die zu einer kalten Emission führt:

$$E \geqq E_F. \tag{576}$$

Durch diesen Umstand wird dem Hochvakuum als Isolator eine Grenze gesetzt.

Die Beziehung (576) ist als Durchbruchsbedingung jedoch lediglich bei Elektrodenabständen von einigen Hundertstel Millimetern richtig. In Abb. 193 ist eine experimentell ermittelte Kurve für die Feldstärke an der Kathode (Kreise) und eine Kurve für die Spannung zwischen den Elektroden (Kreuze) gezeigt, die dem Durchbruch im Hochvakuum zwischen einer Stahlkugel von ca. 25 mm Durchmesser und einer ebenen Stahlscheibe von ca. 50 mm Durchmesser entspricht [1400]. Auf der Abszissenachse ist der Logarithmus des Elektrodenabstandes in Millimetern aufgetragen.

Wie man aus den Kurven ersieht, ist die Feldstärke an der Kathode nur bei sehr kleinen Abständen ausreichend, damit die Feldemission den Durchbruch verursachen kann. Obgleich bei einer Vergrößerung des Elektrodenabstandes d die Durchbruchsspannung anwächst, erfolgt doch dieses Anwachsen bedeutend schwächer als es die Beziehung (576) erfordert, und die dem Durchbruch entsprechende Feldstärke E_F an der Kathode fällt beständig ab. So ist bei einer Durchbruchsspannung von 30 kV (entsprechend einem $d \approx 0{,}01$ cm) E_F gleich $3 \cdot 10^6$ V/cm, während bei einer Durchbruchsspannung von 650 kV (was einem $d \approx 65$ cm entspricht) der

Durchbruch bei einer Feldstärke E_F eintritt, die nur $1 \cdot 10^5$ V/cm beträgt. Das zeigt, daß bei großen Entfernungen und großen Spannungen solche Prozesse die Ursache des Durchbruches sind, die durch das Vorhandensein einer großen Potentialdifferenz zwischen den Elektroden hervorgerufen werden und nicht durch Prozesse infolge großer Feldstärke an der Kathode bedingt sind.

In der Arbeit [1400] wird auf die Möglichkeit zweier derartiger Prozesse hingewiesen: der Austritt positiver Ionen aus der Anodenoberfläche beim Aufschlag von Elektronen auf die Anode und die Ausstrahlung von Röntgenquanten unter der Wirkung des Elektronenbombardements an der Anode. Der zweite dieser Prozesse ist lange bekannt. Auf die Möglichkeit wurde im Jahre 1933 in der Arbeit [1026] hingewiesen.

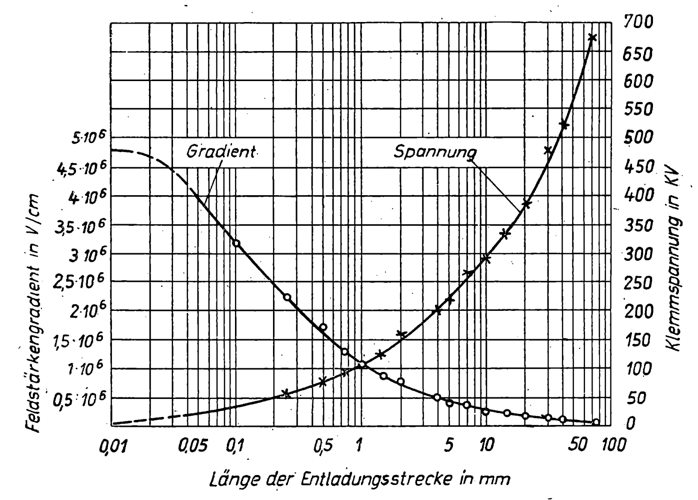


Abb. 193. Durchschlagsspannung und Feldstärke einer Funkenstrecke, bestehend aus einer einzölligen nichtrostenden Stahlkugel und einer zweizölligen Stahlscheibe im Vakuum

Wir bezeichnen das Verhältnis der Zahl der positiven Ionen, die von der Anodenoberfläche austreten, und das Verhältnis der Zahl der von der Anode ausgestrahlten Röntgenquanten zur Zahl der auf die Anode mit hoher Energie auftreffenden Elektronen mit A bzw. C und die Anzahl der Sekundärelektronen, die von einem positiven Ion aus der Kathode herausgeschlagen werden, mit B und die Zahl der von der Kathode emittierten Photoelektronen, die im Mittel auf jedes von der Anode emittierte Röntgenquant entfallen, mit D. Dann können wir die Durchbruchsbedingung für Hochvakuum bei nicht zu kleinem Abstand zwischen den Elektroden in der Form

$$AB + CD \geqq 1 \tag{577}$$

schreiben. Die Abhängigkeit der Koeffizienten A, B, C und D von der von den Elektronen und Ionen durchlaufenen Potentialdifferenz bzw. von der Frequenz der Photonen usw. ist noch nicht genügend erforscht, um von einer quantitativen Nachprüfung der Bedingung (577) reden zu können. Allenfalls kann man behaupten,

daß die Berechnung nach der Bedingung (576) zu einer starken Erhöhung der Isolationsfähigkeit des Hochvakuums führt. Für die Isolation bei sehr großen Spannungen ist eine bedeutend dickere Zwischenschicht eines hoch verdünnten Gases erforderlich, als man allein nach dem Gesetz der Feldemission voraussetzen kann.

Über die mit der Übergangserscheinung von einer unselbstständigen in die selbstständige Entladung verbundenen Fragen siehe auch [1401—1405, 1411].

XIV. Die Glimmentladung

§ 1. Die charakteristischen Merkmale und die typischen Entladungsteile einer Glimmentladung

Ein Kennzeichen der Glimmentladung ist die Potentialverteilung im Gas. Sie wird durch den *Kathodenfall* charakterisiert, d.h. durch eine Potentialänderung um annähernd einige Hundert Volt auf der Strecke zwischen Kathode und negativem Glimmlicht. Diese Potentialverteilung ist durch die für die Glimmentladung typische Anordnung der Raumladungen bedingt. Von der TOWNSEND-Entladung unterscheidet sich die Glimmentladung gerade dadurch, daß das elektrische Feld in der Röhre durch die Raumladungen bestimmt wird; zum Unterschied von der Bogenentladung zeigt die Glimmentladung einen großen Kathodenfall, und außerdem erfolgt der Elektronenaustritt aus der Kathode durch den Aufschlag positiver Ionen sowie durch einen Photoeffekt, der auf die Strahlung der Entladung zurückzuführen ist, während bei einer Bogenentladung thermische Emission und Feldemission von Elektronen aus der Kathode vorliegt.

Die für die Glimmentladung charakteristische Potentialverteilung hat ein mit dem bloßen Auge wahrnehmbares Aussehen der Entladung zur Folge. Die Teile der Entladung sind:

1. An der Kathode sieht man eine dünne, schwach leuchtende Gasschicht (einen leuchtenden Film), die als *erste Kathodenschicht* bezeichnet wird.

2. Die erste Kathodenschicht berührt nicht unmittelbar die Kathode, sondern sie ist von ihr durch eine im allgemeinen außergewöhnlich dünne Schicht getrennt. Diese Schicht wurde zuerst von ASTON bei einer Entladung in Helium und Wasserstoff beobachtet und wird ASTON*scher Dunkelraum* genannt.

3. Der ersten Kathodenschicht folgt sodann der *Kathoden-*(HITTORF*Fscher*, CROOKE-*scher*)*Dunkelraum.*

4. Hierauf folgt, abgegrenzt durch den scharfen Glimmsaum, als hellster Teil das *negative Glimmlicht.*

5. In Richtung zur Anode nimmt die Helligkeit des negativen Glimmlichts ab und geht allmählich in den sogenannten FARADAY*schen Dunkelraum* über.

Die fünf angeführten Entladungsteile heißen *Kathodenteile der Entladung.* In den ersten vier Kathodenteilen finden die Prozesse statt, die zur Unterhaltung der Entladung notwendig sind.

6. Der dem FARADAYschen Dunkelraum folgende Teil der Entladung ist der Entladungsrumpf. Er füllt bei nicht zu kleinem Elektrodenabstand fast den gesamten Entladungsraum aus. Diese ionisierte leuchtende Gassäule wird *positive Säule* genannt.

7. Unter gewissen Bedingungen ist zwischen der positiven Säule und dem daran angrenzenden *anodischen Glimmlicht der Anodendunkelraum* zu erkennen.

Verschiebt man in einer Glimmentladung allmählich die Anode in Richtung der Kathode, so bleiben die kathodischen Entladungsteile in ihrer Ausdehnung und Anordnung bis zur Grenze der positiven Säule unverändert. Bei einer Verschiebung der Anode verkürzt sich lediglich die Länge der positiven Säule (Abb. 194) so lange, bis sie vollständig verschwindet. Bei noch weiterer Annäherung der Anode an die

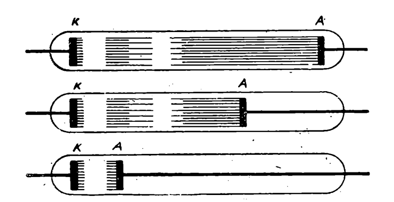


Abb. 194. Veränderung der Entladungsgebiete einer Glimmentladung durch Verschieben der Anode

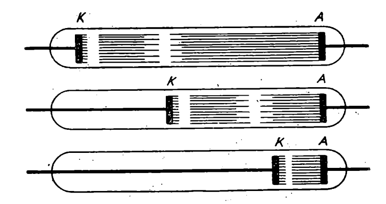


Abb. 195. Die Lage der Entladungsgebiete einer Glimmentladung beim Verschieben der Kathode

Kathode verkürzt sich die Länge des FARADAYschen Dunkelraums und auch die des Glimmlichts, wobei die Lage der scharfen Grenze dieses Leuchtens zur Kathode hin unverändert bleibt. Wenn der Abstand von dieser Grenze bis zur Anode schließlich sehr stark verkleinert wird, wird die Glimmentladung unterbrochen.

Ist die Anode fest und wird die Kathode in Richtung zur Anode verschoben, so werden sämtliche Kathodenteile der Entladung, einschließlich der Grenze der positiven Säule, zusammen mit der Kathode verschoben. Dabei bleiben sie ihrer Ausdehnung und ihrer Anordnung nach unverändert. Die positive Säule, der FARADAYsche Dunkelraum und das anodische Glimmlicht werden von der Anode gleichsam „aufgesogen“ (Abb. 195). Erreicht der Kopf des negativen Glimmlichtes die Anode, so wird die Entladung wiederum unterbrochen.

Vertauscht man in einer Entladungsröhre Anode und Kathode, so wechseln auch alle Kathodenteile ihren Platz, behalten aber bezüglich der Kathodenoberfläche ihre Lage unverändert bei. Wenn aber bei einer solchen Umpolung für den CROOKEschen Dunkelraum und für den Anfang des Glimmlichtes in der Röhre nicht genügend Raum zur Verfügung steht (z. B. in einer engen Röhre, bei der die Seitenflächen der Kathode durch ein Dielektrikum geschützt sind), so hört die Entladung vollkommen auf.

Die Form der positiven Säule wird weitgehend von der Röhrenform beeinflußt, unabhängig von der Anordnung und der Form von Kathode und Anode (Abb. 196). Ist der Abstand zwischen Kathode und Anode kleiner als er für den Kathodendunkelraum und den Anfang des Glimmlichts notwendig ist, und besteht gleichzeitig ein längerer Weg in der Röhre von der Kathode zur Anode, so wählt die Glimmentladung diesen längeren Weg (Abb. 197).

Gibt es keinen solchen längeren Weg in der Röhre, dann kann die Entladung nur bei erhöhter Spannung weiterbestehen und wird als *behinderte Entladung* bezeichnet [1507, 1509, 1513].

Die positive Säule wird manchmal in ihrer Längsausdehnung in abwechselnd helle und dunkle Schichten aufgeteilt. In diesem Fall spricht man von einer *geschichteten Entladung*.

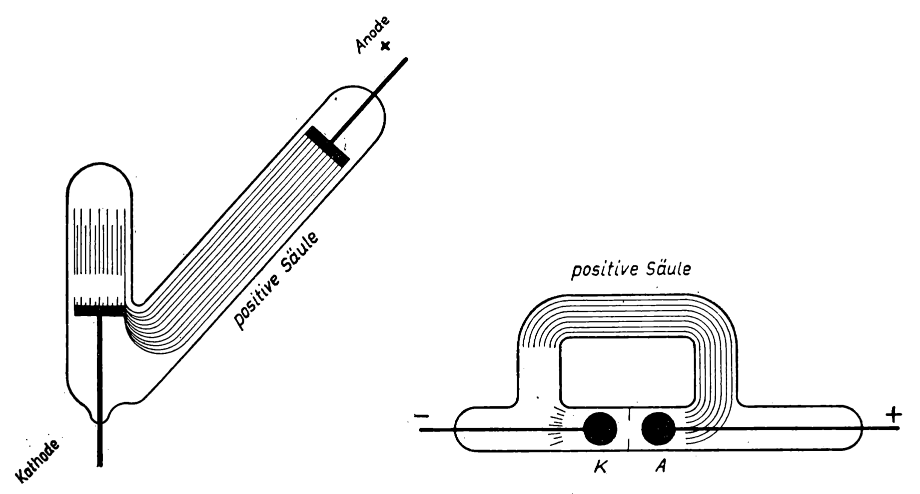


Abb. 196. Die Anordnung der Entladungsgebiete einer Glimmentladung bei einer besonderen Lage der Kathode

Abb. 197. Bei zu kleinem Elektrodenabstand nimmt die Entladung, wenn die Möglichkeit besteht, den längeren Weg

Die Glimmentladung wird gewöhnlich bei relativ niedrigen Drucken beobachtet (einige Zehntel Torr und niedriger). Bei entsprechender Wahl der Bedingungen im äußeren Stromkreis und bei ununterbrochener Kühlung der Kathode gelingt es jedoch, auch in Luft bei Atmosphärendruck eine Glimmentladung zu erhalten [1412—1416].

§ 2. Die Strom-Spannungs-Charakteristik. Die Potentialverteilung in der Glimmentladung

Bei Erhöhung der Spannung zwischen den Elektroden bis zum Zündpotential und höher geht die unselbständige Entladung in die selbständige über, entsprechend den Ausführungen des vorigen Kapitels. Ist der äußere Widerstand des Stromkreises so bemessen, daß die Stromstärke keine sehr großen Werte erreichen kann, so bleibt die Entwicklung der Entladung im Stadium der Glimmentladung stehen.

Vermindert man danach den äußeren Widerstand, so verstärkt sich die Erwärmung der Kathode unter passenden Bedingungen (Druck, Stromdichte) dermaßen, daß eine merkliche thermische Elektronenemission der Kathode beginnt. Der Kathodenfall wird kleiner, die Stromstärke wächst an, und schließlich werden solche Werte

erreicht, die für eine Bogenentladung charakteristisch sind. Mit diesem Übergang verschwindet gleichzeitig sowohl der Kathodendunkelraum als auch die erste Kathodenschicht und der ASTONsche Dunkelraum.

Die Charakteristik des Übergangs von der TOWNSEND-Entladung in die Glimmentladung und die Charakteristik der Glimmentladung haben das in Abb. 198 dargestellte Aussehen (logarithmische Skala). Der Teil *AB* der Kurve entspricht der TOWNSEND-Entladung, der Teil *BC* dem Übergangsstadium der Entladung, der Teil von *C* über *D* und *E* bis *F* der Glimmentladung. Beim Übergang zur Bogenentladung fällt die Charakteristik bei *F* wieder ab.

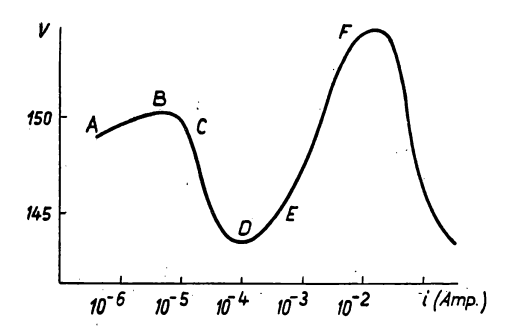


Abb. 198. Charakteristik der TOWNSEND- und Glimmentladung mit den Übergangsgebieten bis zur Bogenentladung (schematisch)

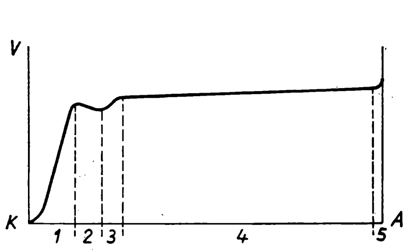


Abb. 199. Potentialverteilung in einer Glimmentladung (schematisch). 1 Kathodenfallgebiet; 2 negatives Glimmlicht; 3 FARADAYscher Dunkelraum; 4 Gebiet der positiven Säule; 5 Anodenfallgebiet

Beim Einsetzen der Glimmentladung von Punkt *C* bis *D* ist die Charakteristik deshalb fallend, weil bei kleinen Stromstärken der Kathodenfall konstant bleibt, während die Feldstärke in der positiven Säule mit zunehmender Stromdichte kleiner wird. Infolgedessen verringert sich die gesamte Potentialdifferenz zwischen den Elektroden, die sich aus dem Kathodenfall und dem Potentialabfall der positiven Säule zusammensetzt, mit steigender Stromstärke. Beim Übergang zur sogenannten „anomalen" Glimmentladung wird der Kathodenfall mit zunehmender Stromstärke größer, und zwar in stärkerem Maße, als der Potentialabfall in einer nicht zu langen positiven Säule kleiner wird. Deshalb steigt die Charakteristik im weiteren Verlauf bis zum Beginn einer merklichen thermischen Elektronenemission der Kathode wieder an.

Die gesamte Potentialverteilung in einer Glimmentladung entspricht einer Verteilung, wie sie sich aus der Theorie von ROGOWSKI ergibt. Im allgemeinen kann sie durch die Kurve der Abb. 199 dargestellt werden. Über die Übergangsform der Entladung siehe [1543].

§ 3. Der ASTONsche Dunkelraum. Die erste Kathodenschicht. Der Kathodendunkelraum

Der ASTON*sche Dunkelraum* wurde zuerst in Wasserstoff, Helium und Neon beobachtet, und man rechnete ihn nicht zu einem notwendigen Teil der Glimmentladung in beliebigen anderen Gasen. Ebenfalls irrig ist die nach den Beobachtungen von ASTON [1417, 1418] gemachte Annahme, daß die Dicke des ASTONschen Dunkelraumes vom Gasdruck unabhängig sei.

GÜNTHERSCHULZE und KELLER [1419] stellten hierüber eine Reihe von Versuchen an und projizierten die kathodischen Entladungsteile (von Helium, Neon, Argon, Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Krypton und Xenon) auf einen Schirm, wobei sich zeigte, daß die Dicke des ASTONschen Dunkelraumes umgekehrt proportional dem Druck und der Dicke des Kathodendunkelraumes ist: Das Produkt aus dem Druck p und der Dicke d ist konstant. Es wurde ebenfalls festgestellt [1500], daß die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der ersten Kathodenschicht, die von der Kathode durch den ASTONschen Dunkelraum getrennt ist, für Helium dem Anregungspotential der von der Kathodenschicht ausgestrahlten Spektrallinie entspricht und für Wasserstoff diesem Potential annähernd entspricht. Hieraus ergibt sich der Schluß, daß die an der Entladung teilnehmenden Elektronen die Kathode mit sehr geringen Geschwindigkeiten verlassen und bei Durchquerung des ASTONschen Dunkelraums die für die Anregung des Gases notwendige Geschwindigkeit erlangen.

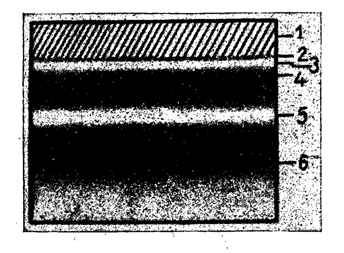


Abb. 200. Das Aussehen des ASTONschen Dunkelraums bei den Versuchen von GÜNTHERSCHULZE und KELLER in Gegenwart von Magnesiumdampf. 1 Kathode; 2 und 4 ASTONscher Dunkelraum; 3 grünleuchtende Schicht der Magnesiumlinie $\lambda = 5172$ Å; 5 erste Kathodenschicht; 6 Kathodendunkelraum

Diese Schlußfolgerung wird auch durch andere Versuche bestätigt [1419]. Bei Versuchen mit einer magnesiumhaltigen Kathode beobachtet man im ASTONschen Dunkelraum das Auftreten eines hellen grünen Streifens, der diesen Raum in zwei ungleiche Teile teilt und der das Licht der grünen Magnesiumlinie 5172 Å ausstrahlt (Abb. 200). Das von den Elektronen zwischen Kathode und leuchtendem Streifen durchlaufene Potential entspricht dem Anregungspotential der Linie 5172 Å. Es gelingt auch, die Veränderung der Dicke des ASTONschen Dunkelraumes bei einer Änderung des Kathodenpotentials zu verfolgen. Die positiven Ionen können bei kleinen Kathodenfällen keine Gasanregung im ASTONschen Dunkelraum durch Stöße erster Art bewirken. Bei hohen Geschwindigkeiten der positiven Ionen führen ihre Stöße mit den Gasteilchen zum Verschwinden des ASTONschen Dunkelraumes. Beispielsweise wird der ASTONsche Dunkelraum in Helium bei einem Kathodenfall von 1000 V aufgehellt, und er verschwindet vollkommen bei einem Kathodenfall von 2000 V.

Die *erste Kathodenschicht* ist eine dünne, leuchtende Gasschicht, die sich an den ASTONschen Dunkelraum anschließt. Zur Seite des Kathodendunkelraumes hat die erste Kathodenschicht eine etwas verwaschene Grenze. Der Farbe nach unterscheidet sich die Kathodenschicht vom negativen Glimmlicht. In der ersten Kathodenschicht

herrscht eine Linienstrahlung mit kleiner Anregungsenergie vor. Ist die Kathodenoberfläche von der ersten Kathodenschicht nicht vollständig überdeckt, so geht der Entladungsstrom, wie Versuche mit einer speziellen geteilten Kathode gezeigt haben, nur durch den Teil der Kathodenoberfläche, der von der Schicht überdeckt ist.

Der *Kathodendunkelraum* ist keine vollkommen lichtlose Gasschicht (wie der ASTONsche Dunkelraum). Dieser Raum erscheint nur durch den Kontrast zum hellen Glimmlicht als dunkel. Da die Grenze des Glimmlichtes scharf ist, kann die visuelle Dicke des Kathodendunkelraumes genügend genau ermittelt werden. Die Dicke des Kathodendunkelraumes ergibt sich auch aus der Entfernung von der Kathode bis zu einem Punkt in der Entladung, an dem die Längsfeldstärke ein Minimum besitzt. Die Differenz zwischen den unter Anwendung dieser beiden Methoden bestimmten Dicken des Kathodendunkelraumes beträgt 15%.

Es wurde festgestellt, daß unter übrigen gleichen Bedingungen zwischen der Dicke d des Kathodendunkelraumes und dem Gasdruck p die Beziehung besteht

$$p \cdot d = \text{const.} \tag{578}$$

Den Wert dieser Konstante geben die Richtwerte der Tabelle 28 an.

Tabelle 28

Gas	$p \cdot d$-Werte	
	Kathode aus Al	Kathode aus Fe
He	1,32	1,66
Ne	0,637	0,722
Ar	0,285	0,356
N_2	0,305	0,419
H_2	0,724	0,900
O_2	0,237	0,311

Gleichung (578) zeigt, daß in völliger Übereinstimmung mit den Ähnlichkeitsgesetzen der Gasentladungen bei verschiedenen Gasdrucken, aber unter den übrigen gleichen Bedingungen, auf die Dicke des Kathodendunkelraumes ein und dieselbe Anzahl von mittleren freien Elektronenweglängen entfällt.

Solange die Stromdichte nicht von der Stromstärke abhängt, hängt die Dicke des Kathodendunkelraumes nicht von der Stromstärke ab. Bei völliger Überdeckung der Kathode durch die Kathodenschicht vermindert sich die Dicke des Kathodendunkelraumes mit zunehmender Stromdichte und zunehmendem Gasdruck nach dem empirischen Gesetz von ASTON:

$$d = \frac{a}{\sqrt{i}} + \frac{b}{p}, \tag{579}$$

wobei i die Stromstärke durch die Röhre, p der Gasdruck, a und b Konstanten sind.

§ 4. Normaler und anomaler Kathodenfall. Das Gesetz von der Konstanz des normalen Kathodenfalles

Ist infolge eines hohen äußeren Widerstandes die Stromstärke in der Glimmentladung nicht groß, so trifft folgendes zu: Derjenige Teil der Kathodenoberfläche, der von einem Leuchten überzogen ist und zur Entladung gehört, ist der Stromstärke

in der Röhre proportional. Bei einer Vergrößerung oder Verminderung der Stromstärke bleibt die Stromdichte konstant. Damit bleibt auch der Kathodenfall konstant. Dieser Kathodenfall heißt *normaler Kathodenfall.* Für Drucke von etwa einigen Zehnteln Torr hängt der normale Kathodenfall nicht vom Druck ab und ist für jede Kombination eines gegebenen Kathodenmaterials mit einem Gas charakteristisch.

Überzieht sich bei ansteigendem Strom die gesamte Kathode mit einer leuchtenden Schicht, so beginnt der Kathodenfall mit der weiteren Vergrößerung von Stromstärke und Stromdichte anzuwachsen. In diesem Fall spricht man von *anomalem Kathodenfall* und *anomaler Glimmentladung.*

Für die Bestimmung des Kathodenfalls gilt die gleiche Ungenauigkeit wie bei der Bestimmung der Dicke des Kathodendunkelraumes. Einige Experimentatoren bestimmten als Kathodenfall die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der scharfen Grenze des Glimmlichts, andere die Differenz zwischen der Kathode und dem Punkt in der Glimmentladung, an dem die Längsfeldstärke ein Minimum besitzt, und endlich die dritten die Potentialdifferenz zwischen Kathode und dem Ende des negativen Glimmlichts. Die Werte für den Kathodenfall unterscheiden sich bei einer derartigen Verschiedenheit in der Bestimmung bis zu 25⁰/₀. Dieser Unterschied muß beachtet werden und ist bei Gegenüberstellung der Ergebnisse verschiedener Experimentatoren zu korrigieren.

Tabelle 29 enthält Daten des normalen Kathodenfalls in Volt für gewisse Kombinationen Gas — Elektrode[1]). Die hier angeführten Werte beziehen sich auf die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Glimmsaum; sie dürfen lediglich als Richtwerte angesehen werden.

Der Kathodenfall U_k verhält sich wie das Zündpotential der selbständigen Entladung. So hängt der Kathodenfall sehr stark von den im Gas enthaltenen Beimischungen ab. Ebenso beeinflußt der Zustand der Kathodenoberfläche die Höhe des normalen Kathodenfalles. Da sich der Oberflächenzustand während der Entladung selbst infolge eines Zerstäubungsprozesses sowie infolge chemischer Reaktionen des Gases mit dem Kathodenmaterial ändern kann, beobachtet man eine zeitliche Änderung des normalen Kathodenfalls. Bei einer uneinheitlichen Oberflächenbeschaffenheit beobachtet man eine ungleichmäßige Entladungsverteilung auf der Kathodenoberfläche. Die im Kathodenmaterial enthaltenen Beimischungen beeinflussen ebenfalls den Kathodenfall. Die Höhe des Kathodenfalls wird auch durch die auf der Kathodenoberfläche adsorbierten Gasschichten beeinflußt [1420].

Ein derartiges Verhalten des Kathodenfalls ist vollkommen verständlich, da die Stationaritätsbedingung (identisch mit der Zünd- oder Durchbruchsbedingung) einer Entladung für das Kathodenfallgebiet die gleiche Form hat wie die Zündbedingung für eine Entladung:

$$\gamma\left(e^{\int_0^d \alpha\,dx}-1\right)=1, \tag{580}$$

worin d der Abstand des Endes des Kathodenfallgebietes von der Kathodenoberfläche ist.

[1]) Die Tabelle stellt eine Auswahl aus der im „Handbuch der Experimentalphysik" von WIEN und HARMS, Bd. XIII, T. 3, S. 350 angeführten Tabelle dar.

Die Temperatur der Kathode hat solange keinen Einfluß auf den normalen Kathodenfall, bis nicht eine merkliche thermische Elektronenemission eintritt und keinerlei Nebenerscheinungen vorkommen, wie beispielsweise eine Erwärmung des Gases.

Tabelle 29

Normaler Kathodenfall (in V)

Kathoden-material	Luft	O_2	H_2	N_2	He	Ne	Ar	Hg
Na	—	—	185	178	80	75	—	—
K	—	—	94	170	59	68	64	—
Cu	252	—	214	208	177	—	131	—
Ag	279	—	216	233	162	—	131	—
Au	285	—	247	233	—	—	131	—
Mg	224	310	153	188	125	94	119	—
Zn	277	354	184	216	143	—	119	—
Cd	266	—	200	213	—	—	119	—
Hg	—	—	270	266	142,5	—	—	340
Al	229	311	171	179	141	120	100	—
Sn	262	—	226	216	—	—	123,5	—
Pb	207	—	223	210	—	—	124	—
Sb	269	—	252	225	—	—	135	—
Bi	272	—	240	210	137	—	135	—
Fe	269	343	198	215	161	—	131	389
Ni	226	—	211	197	—	—	131	—
Pt	277	364	276	216	160	152	131	340

In Gemischen verschiedener Gase folgt der Kathodenfall nicht der Mischungsregel. Der Kathodenfall eines Gemisches kann sowohl höher als auch niedriger als der Kathodenfall der einzelnen Gemischkomponenten sein.

Die Daten der Abb. 201 zeigen, daß Kathodenfall und Kathodenaustrittsarbeit in vielen Fällen einander direkt proportional sind [1421, 1422]. Auf der Abszissenachse ist hier der normale Kathodenfall U_{kn} aufgetragen, auf der Ordinatenachse die Austrittsarbeit in Volt. Wie man sieht, decken die sich auf ein bestimmtes Gas bezogenen Punkte mit der durch den Koordinatenursprung hindurchgehenden Geraden ziemlich gut. Somit erweist sich U_{kn} als proportional zur Austrittsarbeit φ:

$$U_{kn} = c\,\varphi, \tag{581}$$

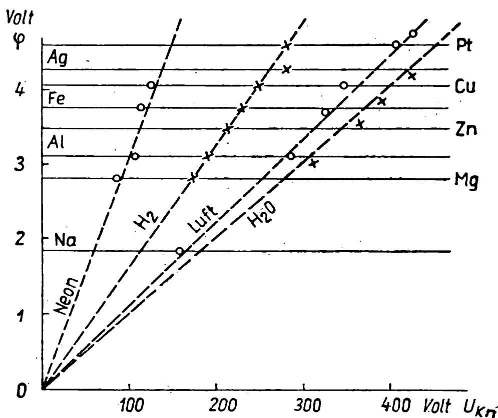


Abb. 201. Lineare Beziehung zwischen der Austrittsarbeit φ und dem normalen Kathodenfall U_{kn}

wobei c eine für das Gas charakte-

ristische Konstante ist. Man darf jedoch nicht außer acht lassen, daß die Beziehung (581) rein empirischen Charakter hat, und kann daher nicht erwarten, daß sie immer zutrifft.

Der normale Kathodenfall U_{kn} ist immer kleiner als das Zündpotential U_z der selbständigen Entladung, auch dann, wenn der Abstand zwischen Kathode und Anode nur den minimalen Betrag für die Glimmentladung hat. Die Theorie von ROGOWSKI stimmt mit dieser experimentellen Tatsache vollkommen überein und schreibt diese Erscheinung den feldverzerrenden Raumladungen zu.

Der anomale Kathodenfall U_{ka} wächst mit zunehmender Stromdichte an. Die Abhängigkeit für U_{ka} von Stromstärke und Druck kann durch die empirische Formel

$$U_{ka} = U_{kn} + \frac{k}{p}(j - j_n)^{\frac{1}{2}} \tag{582}$$

wiedergegeben werden, worin U_{kn} der normale Kathodenfall, j die beobachtete Stromdichte und k eine Konstante ist.

Es ist zu bemerken, daß die Bedeutung der Formel (582) wie auch einer Reihe anderer empirischer und halbempirischer Formeln, die sich auf die Glimmentladung beziehen, nicht zu überschätzen ist. Oft zeigt sich bei einer weiteren Untersuchung, daß die Richtigkeit dieser Formeln durch bestimmte Wertbereiche dieses oder jenes Parameters der Entladung oder sogar durch die spezifischen Versuchsbedingungen, unter denen sie entstanden sind, beschränkt ist. Über die Messungen des Kathodenfalles siehe auch [1503, 1504].

§ 5. Das Feld an der Kathode. Die Strahlung der kathodischen Teile einer Glimmentladung. Mechanische Kräfte an der Kathode

Aus einer Reihe von Arbeiten zum Studium der Feldverteilung im Gebiet des Kathodenfalles folgt, daß die Feldstärke den größten Wert an der Kathode hat und in Richtung des negativen Glimmlichts abnimmt; in diesem Gebiet hat die Feldstärke ein Minimum. Zu diesen Untersuchungen werden einfache Sonden, die Ablenkung eines Kathodenstrahlbündels im Feld der Entladung sowie Messungen des Starkeffektes (Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Feld) angewandt. Bedauerlicherweise ist die letzte Methode, die das Eindringen von feldverzerrenden Fremdkörpern (Sonden) oder Elektronenstrahlen vermeidet, nur bei starken Feldern brauchbar, also nur beim anomalen Kathodenfall. Wir bringen in Abb. 202 den auf diese Weise gewonnenen Verlauf der Feldstärke und den sich daraus ergebenden Verlauf der Raumladungen [1423, 1512].

Aus der unrichtigen Voraussetzung, daß die erste Kathodenschicht unmittelbar an der Oberfläche der Kathode läge, zog man den Schluß, daß in unmittelbarer Nähe der Kathode ein *Kathodenpotentialsprung* existiert, d. h., neben dem Kathodenfall im gesamten Kathodenfallraum wäre an der Kathode selbst oder auf ihrer Oberfläche eine starke Potentialänderung vorhanden, durch die die Elektronen eine große Geschwindigkeit unmittelbar nach ihrem Austritt erhalten würden. Mit Hilfe gewöhnlicher Sonden wurde ein Kathodenpotentialsprung von 100 V beobachtet [1051]. Außerdem wurde durch die Ablenkung im Magnetfeld die Geschwindigkeit eines besonderen aus der Kathode kommenden Elektronenstrahls gemessen und ein

Kathodenpotentialsprung von 0,275 bis 0,7 des gesamten Kathodenfalles gefunden. Doch diese Messungen beziehen sich auf eine Oxydkathode, bei der die gesamten Erscheinungen bedeutend komplizierter werden. Wie eingehende Untersuchungen gezeigt haben, gibt es bei einer Kathode aus einem reinen Metall keinen Kathodenpotentialsprung [1500].

In diesem Zusammenhang ist die Feststellung interessant, daß man durch Aufbringen einer schlechtleitenden Schicht auf eine Graphitkathode einen besonderen Entladungstypus ohne Kathodendunkelraum und ohne Kathodenfall im Gas bekommen kann [1425—1428, 1502]. Die Elektronen fliegen in diesem Falle mit Geschwindigkeiten von ca. 20—30 V aus der Kathodenoberfläche.

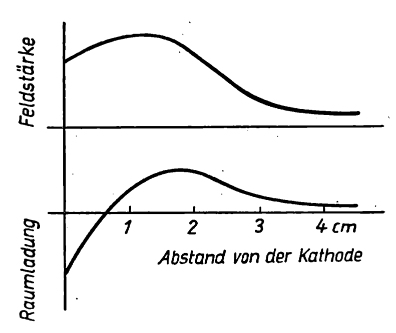


Abb. 202. Raumladungsverteilung und Verlauf der Feldstärke

Wie experimentell festgestellt wurde, stellen sogar bei einer ebenen Kathode die Äquipotentialflächen keine zur Kathode genau parallelen Flächen dar. Dies bedingt bedeutende Komplikationen bei Messungen des Potentialgradienten in Kathodennähe sowie bei ihrer Deutung.

Jeder Kombination Kathodenmaterial—Gas entspricht nicht nur ein bestimmter normaler Kathodenfall, sondern auch unter gleichen anderen Bedingungen eine bestimmte Stromdichte. Die Abhängigkeit dieser Stromdichte j_n vom Gasdruck p kann man durch die empirische Formel

$$j_n = ap^b \tag{583}$$

ausdrücken. Der Exponent b hängt von der Kathodenform ab. Bei ebenen Kathoden ist $b = 2$, was mit den theoretischen Überlegungen, die auf der Anwendung des Ähnlichkeitsgesetzes in Gasentladungen beruhen, übereinstimmt. Bei zylindrischen und sphärischen Kathoden beobachtet man für j_n eine Abhängigkeit vom Krümmungshalbmesser der Kathode.

Spektraluntersuchungen der Strahlung des CROOKEschen Dunkelraumes und des negativen Glimmlichtes unter gleichzeitigem Photometrieren zeigten, daß die vom Kathodendunkelraum ausgestrahlten Linien in der Strahlung des negativen Glimmlichtes vorhanden sind. Beim Übergang vom Kathodendunkelraum zum Glimmlicht tritt eine mehr oder weniger scharfe Veränderung der Leuchtintensität einzelner Linien auf. Am schwächsten ist dieser Übergang in reinen Edelgasen ausgeprägt. Die scharfe Grenze des negativen Glimmlichtes wird in diesem Fall stark verwischt. Umgekehrt ist in elektronegativen Gasen der Übergang vom Kathodendunkelraum zum Glimmlicht immer sehr scharf. Spektraluntersuchungen zeigten auch, daß die Grenze des Glimmlichts in bezug auf die Kathode für Strahlen verschiedener Färbung eine verschiedene Lage einnimmt. Hierbei liegt die Grenze regelmäßig um so weiter von der Kathode entfernt, je kleiner das optimale Anregungspotential der gegebenen Spektrallinie ist.

Die Gastemperatur an der Kathode ist höher als in irgendeinem anderen Punkt der Glimmentladung, mit Ausnahme der eingeschnürten (kontrahierten) positiven Säule. Die erhöhte Temperatur ruft eine Verminderung der Stromdichte an der

Kathode hervor. Um diesen erschwerenden Umstand auszuschalten, verwendet man Kathoden mit Wasserkühlung. Die Gastemperatur an der Kathode ist um so höher, je größer hier die Entladungsleistung (das Produkt aus Stromdichte und Kathodenfall) ist [1429—1432].

Da die Kathode negativ geladen ist und ihr bei der Entladung eine positive Raumladungsschicht vorgelagert ist, wirken auf die Kathode immerhin recht bedeutende Kräfte. Die Wirkung elektrostatischer Kräfte wird durch das Auftreten ärodynamischer Kräfte infolge von Strömungen im ungleichmäßig erwärmten Gas verkompliziert. Schließt man die Umströmung der Kathode dadurch aus, daß die Kathode den gesamten Röhrenquerschnitt ausfüllt, so kann man die in diesem Falle allein wirkende elektrostatische Kraft folgendermaßen ausdrücken:

$$F = \frac{E^2}{8\pi}. \tag{584}$$

Eine experimentelle Nachprüfung zeigte, daß beim normalen Kathodenfall die Kraft F proportional dem Quadrat des Druckes anwächst. Die Gegenüberstellung dieser Tatsache mit der Formel (584) zeigt, daß die Feldstärke an der Kathode proportional dem Gasdruck anwächst.

Bei einem anomalen Kathodenfall nimmt die Kraft F langsam zu.

§ 6. Die Kathodenzerstäubung

Neben den elektronischen Vorgängen an der Kathode einer Glimmentladung tritt noch der praktisch wichtige und charakteristische Prozeß der *Kathodenzerstäubung* auf. Das zerstäubte Kathodenmaterial fliegt nach allen Seiten und bedeckt Einbauteile in der Röhre und die Wandungen mit einem metallischen Überzug. Die Kathodenzerstäubung tritt auf der gesamten von der Entladung überzogenen Kathodenoberfläche auf. An gewissen Stellen werden von der Kathode bei großer Dichte des Entladungsstromes mehr oder weniger große Stücke losgerissen, und die Zerstäubung geht verstärkt vor sich. An diesen Stellen wird die Kathode besonders stark angegriffen, wobei sich kleine Vertiefungen bilden, die einer Aufrauhung der Oberfläche gleichkommen.

Für die Kathodenzerstäubung sind folgende Gesetzmäßigkeiten beobachtet worden:

1. Die zerstäubten Teilchen fliegen geradlinig nach allen Richtungen. Bringt man in einiger Entfernung von der Kathode einen kleinen Schirm an, so wird sich hinter diesem Schirm ein „Schatten“ bilden, der dem Umriß des Schirms entspricht. Dies ist besonders bei niedrigen Gasdrucken und großem Kathodenfall zu bemerken.

2. Bei Erhöhung des Gasdruckes und Verminderung des Kathodenfalles erhält die Bewegung der zerstäubten Teilchen immer mehr den Charakter einer Diffusionsbewegung der in die gasförmige Phase übergegangenen Moleküle des Kathodenmaterials. Mit Verkürzung der freien Weglänge kehrt eine immer größere Anzahl von Molekülen auf die Kathode zurück. Deshalb ist, unter sonst gleichen Bedingungen, die Kathodenzerstäubung um so geringer, je höher der Gasdruck ist.

3. Die Kathodenzerstäubung ist um so größer, je größer die Masse der auf die Kathode aufschlagenden Ionen ist. Darum ist in schweren Gasen die Zerstäubung größer als in leichten.

4. Die Zerstäubung ist um so größer, je größer der Kathodenfall U_k ist.

5. Bei hohem (anomalem) Kathodenfall ist die Menge des zerstäubten Metalles der Differenz zwischen diesem Kathodenfall und einem gewissen kritischen Wert des Kathodenfalles $U_{kr} \approx 500$ V proportional. Bei niedrigeren Kathodenfällen wird diese Proportionalität nicht mehr gewahrt, und die Menge des zerstäubten Metalles folgt dem in Abb. 203 wiedergegebenen Verlauf im unteren Teil der Kurven. Bei

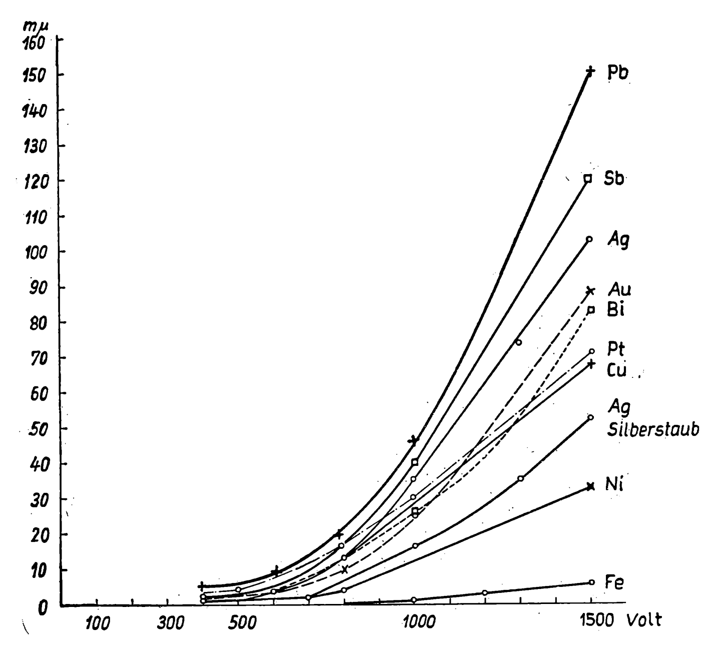


Abb. 203. Kathodenzerstäubung in Abhängigkeit vom Kathodenfall für eine Wasserstoffentladung ($i = 50\ \mu$A). Auf der Ordinate ist die Dicke der zerstäubten Schicht in $m\mu$ abgetragen

einem Wert, der etwa dem normalen Kathodenfall entspricht, kann die Zerstäubung so unbedeutend sein, daß sie erst nach andauernder ununterbrochener Entladung zutage tritt (Hunderte von Stunden).

6. Die Kathodenzerstäubung ist unter den übrigen gleichen Bedingungen der Stromstärke proportional. Vergrößert man die Stromdichte in der Röhre, so wächst infolge des sich damit proportional vergrößernden anomalen Kathodenfalles die Menge des zerstäubten Metalles etwa proportional dem Quadrat der Stromdichte an.

7. Parallel mit der eigentlichen Kathodenzerstäubung finden in einer Reihe von Fällen auf der von positiven Ionen bombardierten Kathodenoberfläche chemische Reaktionen statt, die zu einer Störung der dargelegten Gesetzmäßigkeiten führen. Als Beispiel sei die Bildung von Hydriden SbH_2, BiH_2, AsH_2 bei Kathoden aus Antimon, Wismut oder Arsen angeführt.

8. Für die Zerstäubung der einzelnen Metalle werden in der Literatur [10, 1436] Reihenfolgen angegeben, in denen die Metalle nach ihrer abnehmenden Zerstäubbarkeit angeordnet sind.

Zerstäubung im Argon:

Cd, Ag, Pb, Au, Sb, Sn, Bi, Cu, Pt, Ni, Fe;
W, Zn, Si, Al, Mg, [1519].

Zerstäubung im Stickstoff:

Ag, Au, Sb, Pb, Bi, Cu, Pt, Ni, Cd, [1519];
Cd, Ag, Au, Cu, Pt, Al, Fe, [1520].

Zerstäubung im Wasserstoff:

Pb, Sb, Ag, Au, Bi, Cu, Pt, Ni, Cd, [1519];
Au, Ag, Pt, Pd, Cu, Ni, Ir, Rh [1521].

Zerstäubung im Helium:

Ag, Au, Cu, Cd, Pt, Fe, Al [1520].

Wegen der experimentellen Schwierigkeiten, die sich bei der Bestimmung der zerstäubten Metallmenge ergeben, sind diese Reihen lediglich als Anhalt zu betrachten. Besonders widerspruchsvoll sind die Daten für Cd. Es ist aber auch eine bestimmte Gesetzmäßigkeit in der Anordnung Ag, Au, Pb, Cu, Pt, Ni, Fe, Al zu sehen.

Wir führen in Tabelle 30 noch quantitative Daten für die Zerstäubung in Wasserstoff [1522] an. Die Zahlen geben die zerstäubte Metallmenge in mg pro Amp. und Stunde an. Aus dieser Tabelle geht der chemische Charakter der Zerstäubung von Sb, Pb, As, Te, Bi in Wasserstoff hervor; die Zerstäubbarkeit ist bei diesen Elementen am größten.

Tabelle 30

Mg	9	W	57	Au	460
Ta	16	Ni	65	Ag	740
Cr	27	Fe	68	Sb	890
Al	29	Sn	196	Pb	1080
Cd	32	C	262	As	1100
Mn	38	Cu	300	Te	(1200)
Mo	56	Zn	340	Bi	1470
Co	56	Pb	400		

Die Ergebnisse der Zerstäubung einiger Metalle im Argon sind in Tabelle 31 der Sublimationswärme dieser Metalle gegenübergestellt [1524]. Die Umwandlungswärme vom festen in den gasförmigen Zustand ist in der zweiten Spalte der Tabelle angegeben; in der dritten Spalte sind die Metalle nach dem Grad ihrer Zerstäubbarkeit angeordnet. Die Reihenfolge der Metalle in diesen zwei Spalten ist verschieden; eine Gesetzmäßigkeit ist nicht zu erkennen. Teilt man jedoch die Metalle in zwei Gruppen auf, erstens in Edelmetalle und chemisch wenig aktive Metalle (vierte Spalte) und zweitens in Metalle, die leicht Verbindungen mit anderen Stoffen eingehen (fünfte Spalte), so nimmt die Zerstäubbarkeit in beiden Reihen mit dem Anstieg der Sublimationswärme ab. Die Aufteilung der untersuchten Metalle in zwei

Gruppen erklärt man dadurch, daß bei den Metallen der vierten Spalte die Zerstäubung der reinen Metalloberfläche erfolgt, während bei jenen der fünften Spalte die Zerstäubbarkeit nicht nur durch die Natur des betreffenden Metalles, sondern auch durch unvermeidbare Oberflächenfilme bestimmt wird.

Tabelle 31

Metall	Umwandlungswärme vom festen in den gasförmigen Zustand	Reihenfolge der Zerstäubbarkeit im Argon	Chemisch schwach aktive Metalle	Chemisch aktive Metalle
Cd	34	Cd	—	Cd
Zn	37	Ag	—	—
Sb	48	Cu	—	Bi
B	53	Au	—	Sb
Pb	56	Bi	—	Pb
Ag	73	Ni	Ag	—
Cu	92	Sb	Cu	—
Sn	95	Pb	—	Sn
Au	102	Sn	Au	—
Ni	— [1]	Pt	Ni	—
Fe	143	Fe	—	Fe
Pt	164	W	Pt	W
W	270	Zn	—	Zn

Eine Sonderstellung nimmt Zn ein, das in der fünften Spalte nicht auf dem letzten, sondern auf dem zweiten Platz stehen müßte. Das wird dadurch erklärt, daß eine sehr stabile Oxydschicht die Zerstäubung verhindert. Durch anhaltendes Ionenbombardement kann man diese Schicht zerstören, dann setzt eine intensive Zerstäubung von Zn ein.

Durch spektroskopische Beobachtungen hat man [1523] festgestellt, daß die zerstäubten Metallteilchen die Oberfläche als neutrale Atome und nicht als Ionen und in der Regel auch nicht als kolloidale Teilchen verlassen. Der atomare Charakter der zerstäubten Teilchen wurde durch Untersuchungen ihrer Ladung nach dem Abflug von der Metalloberfläche und durch Ablenkversuche im Magnetfeld [1526] bestätigt. Hierbei zeigte es sich, daß ihre mittlere Geschwindigkeit einer Temperatur von 1000° C entspricht. Eine andere Versuchsserie [1434] zeigte, daß die Zahl der Teilchen, die die Metalloberfläche unter dem Winkel φ zur Flächennormalen verlassen, proportional zu $\cos \varphi$ ist, wie es bei statistischen Erscheinungen und der Verdampfung von der Oberfläche eines Metalles der Fall ist.

Bei Metallegierungen wird die Kathodenzerstäubung verwickelter. In einer Reihe von Fällen beobachtet man, daß jede Komponente der Legierung für sich zerstäubt wird. Eine Legierung aus Silber und Kupfer, die sich dem Aussehen nach wenig von Silber unterscheidet, erlangt nach andauernder Zerstäubung das Aussehen von Kupfer, da die Zerstäubbarkeit von Silber größer als die von Kupfer ist. In anderen Fällen üben die Beimischungen einen großen Einfluß auf die Zerstäubung des Grund-

[1] Nicht gemessen; Einordnung von Ni gemäß Stellung im Periodischen System.

metalles aus. Ein zehnprozentiger (atomarer) Gehalt von Mg im Ag hebt z. B. die Zerstäubung von Silber beinahe auf [1436]. Umgekehrt treten Fälle auf, wo unbedeutende Beimischungen die Zerstäubung des Metalls stark fördern.

In einem ersten Versuch, die Kathodenzerstäubung zu erklären, wurde die Annahme gemacht, daß dieser Erscheinung eine einfache Verdampfung infolge der Erwärmung der gesamten Kathode in der Entladung zugrunde liege [1529]. Eine derartige Erklärung mußte jedoch verworfen werden, da die Temperatur der Kathode in der Glimmentladung dazu bei weitem nicht ausreicht und eine künstliche Kühlung der Kathode nicht zu einer Verminderung der Zerstäubung führt. Die Annahme, daß die Kathodenzerstäubung analog zur Elektrolyse in allen Fällen rein chemischer Natur sei [1520, 1521], wurde ebenfalls widerlegt. Am wahrscheinlichsten erwies sich die Annahme einer rein mechanischen Zerstäubung [1530, 1531], die davon ausging, das positive Ion gäbe seine kinetische Energie beim Aufprall unmittelbar an irgendein Atom ab, wobei dieses Atom dann die Metalloberfläche verläßt. Die Durchführung einer solchen Vorstellung gibt keine quantitativ richtigen Resultate. Der Vorschlag von LANGMUIR einer komplizierteren Vorstellung von aufeinanderfolgenden Ionenaufschlägen auf ein und dieselbe Stelle der Kathodenoberfläche nebst der Annahme, die Zerstäubung habe den Charakter kleiner Sprengungen im Metall, ergab keine Lösung des Problems. Man nahm an, daß derartige Sprengungen durch den Druckanstieg von Gaseinschlüssen [1532] bei der Erwärmung oder durch den Druck der Ionen hervorgerufen werden können, die in das Metall gedrungen sind und sich in großer Zahl in einem sehr kleinen Volumen angesammelt haben [1533]. Die Eruption größerer Metallteilchen, die von einer lokalen Sprengung zeugt, findet manchmal tatsächlich statt, stellt aber lediglich eine Nebenerscheinung dar und kann nicht als regelrechte Erklärung der Kathodenzerstäubung in Anbetracht des experimentell festgestellten atomaren Charakters der zerstäubten Teilchen dienen.

Zur Zeit erscheint für die Zerstäubungstheorie am wahrscheinlichsten eine Verbindung der Theorie des Ionenaufpralls mit der Verdampfungstheorie [1524, 1525, 1528]. Nach dieser Theorie wird die Energie eines Iones nicht an ein Atom, sondern an eine gewisse Anzahl derselben übertragen; mit anderen Worten, es wird angenommen, daß beim Aufprall eines positiven Ions auf das Atomgitter eine starke örtliche Erwärmung in einem kleinen Bereich der Metalloberfläche erfolgt. Während einer kurzen Zeitspanne sinkt die Temperatur des erwärmten Oberflächenelementes infolge der Wärmeleitfähigkeit des Metalles schnell ab, wobei sich die erwärmte Fläche vergrößert. In dieser kurzen Zeitspanne kommt jedoch eine Verdampfung zustande, die Ursache der Kathodenzerstäubung ist, ungeachtet, daß die mittlere Temperatur der Kathodenoberfläche verhältnismäßig niedrig ist. Der thermische Charakter dieses Effektes gibt die Möglichkeit, zur Berechnung die Methoden der Thermodynamik anzuwenden.

Genauere Berechnungen zeigen, daß bei nicht zu großen Geschwindigkeiten der Ionen die Energieverteilung unter den Ionen einen großen Einfluß auf die Zerstäubungsintensität ausübt. Es wird ebenfalls berücksichtigt, daß bei weitem nicht alle aus dem Kristallgitter der Kathode befreiten Atome auf die Wandungen und die anderen Elektroden der Röhre gelangen, sondern ein Teil zur Kathodenoberfläche zurückkehrt. Die auf diese Weise erhaltenen quantitativen Ergebnisse stimmen gut mit den experimentellen Werten bei hohem Gasdruck und kleinem Kathodenfall überein [1528].

Die Kathodenzerstäubung wird dazu benutzt, um die Kathodenoberfläche von fremden Schichten verschiedener Art zu säubern. Eine andere Anwendung der Kathodenzerstäubung in der Laboratoriumspraxis besteht in der Herstellung dünner Metallschichten durch Zerstäubung. Diese Schichten kann man nicht nur auf einem anderen Metall, Glas, Glimmer oder überhaupt irgendeinem anderen festen Körper erhalten, sondern auch einfach in Form eines dünnen Metallfilms, wenn man vorher das Metall auf irgendeine Unterlage zerstäubt und danach die Unterlage ablöst.

Die Kathodenzerstäubung ist stets von einer Gasabsorption durch die zerstäubten Teilchen begleitet. Diese Absorption spielt beim „Härten der Röhre“ eine Rolle [1536]. Bei der Kathodenzerstäubung werden auch Edelgase absorbiert, allerdings ist ihre Absorption nur sehr gering. Hierbei wird Argon viel stärker als Neon absorbiert. Bei der praktischen Anwendung einer Gasentladung als Lichtquelle tritt eine Neon-Absorption auf und stellt einen die Lebensdauer von „Neonröhren“ begrenzenden Faktor dar. Über die Kathodenzerstäubung siehe auch [1433, 1435, 1437—1442, 1476, 1515, 1546, 1554, 1557].

§ 7. Die Elementarprozesse in den kathodischen Teilen der Glimmentladung [1454—1457, 1552]

Eine genauere Vorstellung über die Bewegung der Elektronen und Ionen in den kathodischen Teilen der Glimmentladung und über ihre Entstehung geben die „Schattenversuche“ und die Kanalstrahlen.

Setzt man in das Innere einer Röhre vor die Kathode im Punkt O (Abb. 204) des Kathodendunkelraumes einen kleinen Glimmerschirm, so entsteht zwischen der Kathode und dem Schirm ein Streifen, der dunkler ist als die Umgebung. Am Ende dieses Streifens an der Kathode verschwindet die erste Kathodenschicht. Im negativen Glimmlicht auf der anderen Seite des Schirms bildet sich ebenfalls ein Schatten.

Da sich in der Entladung die positiven Ionen in Richtung zur Kathode bewegen und die Elektronen in umgekehrter Richtung, so kommen wir bei der Schattenbildung zu dem Schluß, daß der Schirm die Bewegung der positiven Ionen vom negativen Glimmlicht zur Kathode und die Bewegung der Elektronen von der Kathode zum Glimmlicht behindert. Das ruft das Ausbleiben der mit dem Aufprall von positiven Ionen auf die Kathode verbundenen ersten Kathodenschicht und des entsprechenden Teiles des Glimmlichtes hervor.

III
O
I
II
K

Abb. 204. Schematische Darstellung des Schattenversuchs

Die Richtigkeit einer solchen Schlußfolgerung bestätigt sich durch das Verhalten der beschriebenen Schatten im Magnetfelde [1457], und zwar: Der Schatten *I* (Abb. 204) erstreckt sich senkrecht zur Kathodenoberfläche zwischen dieser und dem Hindernis, der Schatten *II* geht gekrümmt vom Fußpunkt des Schattens *I* auf der Kathode aus, und der Schatten *III* verläuft vom Hindernis O ebenfalls in derselben Weise gekrümmt in Richtung zur Anode hin. Das Magnetfeld wirkt auf die rasch bewegten Elektronen von kleiner Masse

und lenkt die sich langsam bewegenden positiven Ionen von bedeutend größerer Masse fast gar nicht ab. Deshalb verschiebt sich der Fußpunkt des Schattens *I* nicht. Der Schatten *II* entsteht dadurch, daß von der ganzen Kathodenfläche Elektronen ausgehen mit Ausnahme des Fußpunktes vom Schatten *I*, auf den keine auslösenden Ionen auftreffen. Die Bahnen der aus dem Fußpunkt *I* fliegenden Elektronen müßten genau in der Mitte des Schattenraumes *II* liegen. Der Schatten *III* entspricht den durch den Schirm abgehaltenen Elektronen.

Die Bildung eines Schattens durch das Einbringen eines Fremdkörpers in den CROOKESschen Dunkelraum ist gleichbedeutend mit einer Unterbrechung der Glimmentladung bei der Annäherung der Anode an die Kathode. Aus diesen Versuchen geht hervor, daß die Bildung freier Elektronen unter dem Aufprall von positiven Ionen auf die Kathodenoberfläche vor sich geht und daß der Entstehungsort der für die Unterhaltung der Glimmentladung notwendigen Ionen („die Ionenquelle") sich am Anfang des negativen Glimmlichtes befindet.

Die Elektronen durchqueren den Kathodendunkelraum in einer viel kleineren Zeitspanne als die positiven Ionen. Daher sind im Kathodendunkelraum zu jedem Zeitpunkt bei weitem mehr positive Ionen als Elektronen vorhanden. Diese positive Ladung ist ungleichmäßig verteilt. Die größte Konzentration positiver Ionen entfällt auf den Anfang des negativen Glimmlichts. Die kleinste Ionenkonzentration befindet sich an der Kathode, wo die Geschwindigkeit der Ionen am größten ist. Eine derartige räumliche Dichteverteilung der positiven Ionen bedingt die in der Glimmentladung beobachtete Potentialverteilung an der Kathode. An der Kathode selbst ist eine negative Raumladungsschicht vorhanden, die von langsamen Elektronen gebildet wird, die aus der Kathode stammen. Deshalb kann von einer elektrischen Doppelschicht gesprochen werden.

Bringt man in eine Röhre eine Anode *A* mit einer Öffnung in der Mitte (Abb. 205), und nähert man dieser Anode die Kathode *K* so weit, daß die Anode in das negative Glimmlicht taucht, so setzt sich das Glimmlicht durch die Anodenöffnung nach der anderen Seite hin fort. Erzeugt man hinter der Anode mit den Gittern N_1 und N_2 ein elektrisches Feld, dann wird bei genügend starkem elektrischem Felde zwischen den Gittern N_1 und N_2 ein Schatten auftreten (das Leuchten erlischt), während hinter dem Gitter N_2 das Glimmlicht weiterbestehen wird. Die Möglichkeit, das Glimmlicht durch ein elektrisches Feld zum Erlöschen zu bringen, findet ihre Erklärung darin, daß im Gebiet des Glimmlichts die Strahlung des Gases nicht so sehr durch Anregungsprozesse der Atome durch Stöße mit Elektronen hervorgerufen wurde als durch das die Rekombination von Ionen und Elektronen begleitende Leuchten [1444]. Ein starkes elektrisches Feld behindert die Rekombination. Deshalb dämpft ein starkes elektrisches Feld das Rekombinationsleuchten. Im Kathodendunkelraum ist die elektrische Feldstärke groß, deshalb kann das Rekombinationsleuchten nicht auftreten. Im Gebiet des negativen Glimmlichts ist die Feldstärke klein, infolgedessen tritt das Rekombinationsleuchten in Erscheinung [1443].

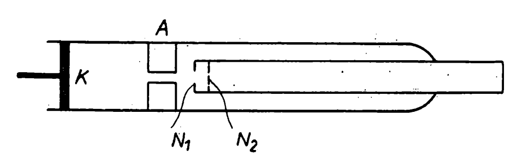


Abb. 205. Versuchsanordnung zur Auslöschung des Rekombinationsleuchtens durch ein elektrisches Feld

Die Rekombinationswahrscheinlichkeit hängt nicht nur von der Feldstärke, sondern auch von der Zahl der Elektronen und Ionen in einer Volumeneinheit (von der Konzentration der Elektronen und positiven Ionen) ab. Im Gebiet des negativen Glimmlichts ist die Konzentration der Ionen und der langsamen Elektronen groß. Bei der großen Elektronenkonzentration im Gebiet des Glimmlichts und der kleinen Konzentration im Gebiet des CROOKESschen Dunkelraumes erfolgt an der Grenze dieser Gebiete eine erhebliche Diffusion. Der Elektronendiffusion wirkt das elektrische Feld entgegen, das in Richtung zur Kathode schnell anwächst. Die scharfe Grenze des Glimmlichts (Glimmsaum) erklärt man als die Grenze, bis zu der die Elektronen in Richtung zur Kathode fliegen, die in diese Richtung diffundieren und vom elektrischen Feld gebremst werden, oder, mit anderen Worten, als einen eigenartigen Wendepunkt in der Elektronenbewegung, wobei die Elektronen zur Verwirklichung des Rekombinationsleuchtens die notwendige geringe Geschwindigkeit erhalten.

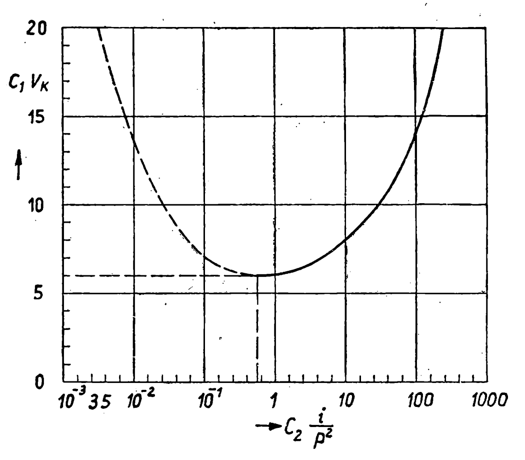


Abb. 206. Theoretischer Verlauf des Kathodenfalls als Funktion der Stromdichte (in dimensionslosen Größen)

Bei einer Hohlkathode ist das Leuchten der kathodischen Entladungsteile besonders intensiv. Die Bahnen der Elektronen konzentrieren sich in diesem Fall in der Achse der Hohlkathode [1445, 1446].

Da an der Grenze des Kathodenfallraumes die Längsfeldstärke in der Entladung außerordentlich klein oder sogar infolge der Elektronendiffusion entgegengesetzt gerichtet ist, so ist die Zahl der in das Gebiet des Kathodenfalles aus den von der Kathode entfernter liegenden Entladungsteilen eindringenden positiven Ionen unbedeutend klein oder gleich Null. Deshalb kann man das Entladungsgebiet von der Kathode bis zur Grenze des Kathodenfalls mit sehr großer Genauigkeit als isoliert betrachten und hierauf die Stationaritätsbedingung einer Entladung in Form von (580) anwenden. Die Anwendung der Stationaritätsbedingung (580) und die Approximation des Koeffizienten α durch die Formel $\alpha = c_1 e^{-\frac{c_2}{E}}$ führen zu dem Schluß, daß die Funktion $U_k = f(j)$, die die Abhängigkeit des Kathodenfalles von der Stromdichte j wiedergibt, bei der Änderung von j ein Minimum durchläuft ([4] Bd. II, S. 84—89).

Diese Abhängigkeit ist durch die Kurve der Abb. 206 in dimensionslosen Größen dargestellt. Das Vorhandensein eines Minimums für $f(j)$ führt zur Erklärung der Konstanz des normalen Kathodenfalles. Wenn bei der normalen Glimmentladung die gesamte Kathodenoberfläche noch nicht an der Entladung teilnimmt, stellt sich immer eine solche Stromdichte ein, bei der U_k einen minimalen Wert besitzt. Nur ein solcher Zustand ist stabil ([4] Bd. II, S. 90—91). Über Versuche zum Aufbau

einer mathematischen Theorie der kathodischen Entladungsteile siehe [1447] und [1448—1453, 1461, 1505, 1540, 1549].

Das Experiment zeigt, daß Stöße zweiter Art von angeregten, insbesondere metastabilen Atomen des Grundgases mit den Atomen oder Molekülen einer Beimischung einen wesentlichen Einfluß auf die kathodischen Entladungsteile ausüben [1462, 1463].

§ 8. Die Kanalstrahlen

Befindet sich in der Kathode eine kleine Bohrung, so fliegt ein Teil der positiven Ionen des Kathodendunkelraumes durch diese Öffnung und bildet im Raum hinter der Kathode ein sogenanntes *Kanalstrahlenbündel.* Auf dem Wege eines solchen Bündels leuchtet das Gas. Infolge der *Umladung* besteht das Bündel nicht nur aus positiven Ionen, sondern auch aus schnellen, neutralen, teils angeregten Molekülen oder Atomen sowie aus negativen Ionen.

Unter der Wirkung eines Magnetfeldes teilt sich der Kanalstrahl in drei Bündel, entsprechend den positiven Ionen (Ablenkung in eine Richtung), entsprechend den negativen Ionen (Ablenkung in der entgegengesetzten Richtung) sowie den neutralen Molekülen oder Atomen (unabgelenktes Bündel). Bei wiederholter Durchquerung eines jeden der Bündel durch ein Magnetfeld zerfällt jedes wiederum in drei Bündel. Das zeugt davon, daß die Prozesse der Umladung und der Anregung nicht nur im Kathodenraum vorkommen, sondern sich auch in den Kanalstrahlen fortsetzen. Eine eingehende Analyse durch ein elektrisches und ein magnetisches Feld zeigt, daß in den Kanalstrahlen nicht nur einfach, sondern auch mehrfach ionisierte Atome vorhanden sind. Auch das Vorhandensein zweifach geladener Moleküle ist erwiesen (Arbeiten von JAKOWLEWS).

Um scharf begrenzte Kanalstrahlenbündel zu erhalten und zur Durchführung einer genauen Analyse der Ionen muß der Druck im Raum hinter der Kathode viel kleiner sein als der, der für die Entladung notwendig ist. Einen derartigen Druckunterschied in ein und derselben Röhre erreicht man durch ununterbrochenes Abpumpen des Raumes hinter der Kathode, der kleinen Querschnitt und große Länge hat, wobei die Kathode den Entladungsraum dicht von ihm abtrennen muß. Über die Untersuchung von Ionenstrahlen siehe auch [1458, 1464].

§ 9. Das negative Glimmlicht und der FARADAYsche Dunkelraum

Das zur Kathode hin scharf abgegrenzte Glimmlicht geht nur allmählich in den FARADAYschen Dunkelraum über. Die Grenze des Glimmlichts in Richtung zur Anode hin bestimmt man durch den Bereich, bis zu dem die schnellen Elektronen fliegen, die ihre hohe Geschwindigkeit im CROOKESschen Dunkelraum auf Kosten des Kathodenfalls erhielten. Man kann diesen Bereich bestimmen, indem man den Umstand ausnützt, daß die auf die Anode treffenden schnellen Elektronen den Gasfilm auf der Anodenoberfläche zerstören und das anodische Glimmlicht zum Erlöschen bringen. Das anodische Glimmlicht läßt sich in einem weiten Gefäß deutlich beobachten. Verschiebt man die Anode in Richtung der Kathode, so verschwindet

bei einem bestimmten Abstand die Anodenglimmhaut. Dieser Abstand ist zugleich der Endabstand des negativen Glimmlichts von der Kathode.

Die Länge des negativen Glimmlichts nimmt bei einer Verminderung des Gasdrucks und auch bei einer Vergrößerung des Kathodenfalls zu. Die hohe Feldstärke im Kathodendunkelraum fällt am Glimmsaum stark ab und steigt erst im Gebiet des FARADAYschen Dunkelraums in Richtung zur positiven Säule wieder allmählich an.

Sondenmessungen haben gezeigt, daß im Gebiet des negativen Glimmlichts negative Gradienten angetroffen werden können, d. h., das Potential nimmt über eine gewisse Strecke ab, anstatt in Richtung zur Anode anzusteigen. Das erklärt sich dadurch, daß vom Glimmsaum in Richtung zur Anode die Elektronen sowohl unter der Wirkung des Feldes wie auch der Diffusion bewegt werden und eine negative Raumladung bilden.

Von den Leuchterscheinungen im Gebiet des negativen Glimmlichts verdient das *Auftreten eines Lichthofes* Aufmerksamkeit — das sind verschieden gefärbte Schichten, die das Glimmlicht umgeben. Die Lichthöfe kann man bei jedem Glimmlicht beobachten, wenn man die spektrale Zusammensetzung des ausgestrahlten Lichtes untersucht; denn jede im Glimmlicht emittierte Spektrallinie erscheint sowohl in Richtung der Röhrenachse wie auch in Richtung ihres Halbmessers. Besonders scharf treten die Lichthöfe bei Gemischen verschiedener Gase auf. Dann kann man sie auch ohne Spektraluntersuchungen erkennen. Über den Charakter des Glimmlichts siehe auch [1510].

Der FARADAYsche Dunkelraum stellt ein Übergangsgebiet der Entladung dar, in dem in Richtung zur positiven Säule die thermische Bewegung der Elektronen im Gegensatz zu ihrer gerichteten Bewegung stärker hervortritt und eine Energieverteilung erfolgt, wie sie in der positiven Säule anzutreffen ist. Da die Sondenmethode für das Gebiet des FARADAYschen Dunkelraumes nicht anwendbar ist, so sind genaue Daten über die Potentialverteilung in diesem Gebiet sowie über den Verlauf der Konzentration und der Energie der Elektronen nicht vorhanden. Siehe auch [1511].

§ 10. Die anodischen Teile der Entladung

Die anodischen Teile der Entladung, die stark von der Anordnung und der Form der Anode abhängen, sind für die Aufrechterhaltung der Entladung nicht wesentlich und können fehlen. Wie schon angedeutet, verschwinden diese Teile, wenn auf die Anode ein Strom schneller Elektronen trifft. In dieser Hinsicht wirken nicht nur die schnellen Elektronen des Glimmlichts, sondern auch die der positiven Säule nachteilig. Um die anodischen Entladungsteile beobachten zu können, muß die positive Säule von der Anodenoberfläche durch ein Magnetfeld abgelenkt oder die positive Säule unter Benutzung einer kugelförmigen Entladungsröhre ausgeschaltet werden.

Bei einer Verminderung des Druckes breitet sich das *anodische Glimmlicht* rasch aus, nimmt verschiedene seltsame Formen an mit mehrfarbigen Übergängen, die vom Anodenzustand und von zufälligen (geometrischen und anderen) Bedingungen abhängen [1465]. Besonders große Ausmaße nimmt das anodische Glimmlicht in elektronegativen Gasen (z. B. in den Halogenen) an.

Die Dicke des Anodendunkelraumes, d. h. des Raumes zwischen dem anodischen Glimmlicht und der Anode, ist gewöhnlich sehr gering, kann jedoch bei sehr kleinen Gasdrucken (1/1000 Torr) merklich werden. In diesem Gebiet beobachtet man einen

Anodenfall. Der Anodenfall wird durch den Zustand der Anodenoberfläche sehr stark beeinflußt und liegt im Bereich von einigen Volt bis zu mehreren Zehn Volt. In gewissen Fällen erreicht der Anodenfall große Werte, und zwar bei Zusätzen elektronegativer Gase, bei sehr kleiner Anodenoberfläche und sehr großer Stromdichte sowie unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes. Dieser große Potentialabfall heißt analog den Erscheinungen an der Kathode *anomal*.

In Verbindung mit dem anomalen Anodenfall stehen die *Anodenstrahlen*; das sind Bündel schneller positiver Ionen aus Salzen, die auf die Anode gebracht werden.

Nach der LANGMUIRschen Theorie ist der Strom zur Anode ein ungeordneter Elektronenstrom aus dem Plasma in die Raumladungsschicht, die eine jede mit dem Plasma in Berührung kommende Elektrode und somit auch die Anode umgibt. Wenn A die Oberfläche der Schicht ist, so wird der Elektronenstrom I_a zur Anode

$$I_a = \frac{A\,e}{4}\, n_e\, \bar{v}_e . \tag{585}$$

Ist die Anode klein, so ist auch A klein, und I_a nach Formel (585) würde sich kleiner als der Entladungsstrom im Stromkreis erweisen. In diesem Fall wandern von der Anode mehr Elektronen ab, als zu ihr aus dem Plasma kommen. Die Anode wird also positiv aufgeladen. Das Anodenpotential wächst im Vergleich zum Potential des umgebenden Gases an, die Bewegung der Elektronen wird beschleunigt, I_a wächst solange an, bis mit dem Strom I im Entladungskreis Gleichgewicht eintritt. Bei einer großen Anodenoberfläche A kann I_a größer als I sein. Die Anode wird negativ aufgeladen. Das Anodenpotential vermindert sich im Vergleich zum Potential des Gases. Die Bewegung der Elektronen verlangsamt sich, I_a wird kleiner, bis wieder der Ausgleich mit I eingetreten ist. Für $\frac{A\,e}{4} \cdot n_e \cdot \bar{v}_e = I$ ist der Anodenfall gleich Null.

Der Anodenfall und seine Abhängigkeit von der Anodenform wurde in den letzten Jahren von dem sowjetischen Physiker KLARFELD und seinen Schülern (POJETAJEW, NERETINA u. a.) einer eingehenden Untersuchung unterworfen. Danach hielt die eben erwähnte Theorie von LANGMUIR dem Experiment nicht stand. Nach der Theorie von KLARFELD zur Erklärung des Verhaltens des Anodenfalles in den verschiedenen Fällen erzeugen die anodischen Entladungsteile positive Ionen, die dann in das Gebiet der positiven Säule wandern, da die Anode selbst keine Ionen emittiert. Der Potentialverlauf an der Anode ergab sich komplizierter, als es den Vorstellungen der LANGMUIRschen Theorie zu entnehmen ist. In gewissen Fällen fällt das Potential am Ende der positiven Säule zuerst ab, durchläuft ein Minimum und steigt dann wieder zur Anode hin an. Deshalb ist die Definition des Anodenfalles nicht eindeutig und erfordert in jedem einzelnen Fall eine Präzisierung in Verbindung mit der Potentialverteilungskurve [2490—2491].

Ist der genaue Potentialverlauf im Anodengebiet unbekannt, so kann man die Größe und das Vorzeichen des Anodenfalles durch lineare Extrapolation des Potentialverlaufs in der positiven Säule bis zur Anode bestimmen. NERETINA bezeichnet in diesem Fall die Differenz vom tatsächlichen Anodenpotential und dem Potential, das sich aus einem linearen Potentialverlauf ergeben würde, als Anodenfall.

Der Kurvenverlauf, den NERETINA für das Potential und die Dichte des ungeordneten Elektronenstromes erhielt, zeigte, daß in einer Ausdehnung, die ungefähr dem Durchmesser der Entladungsröhre entspricht, an der Anode ein Gebiet vorhanden ist, das sich wesentlich von der positiven Säule unterscheidet. Den Potential-

verlauf im Gebiet des Anodenfalles erklärten KLARFELD und NERETINA nicht nach der Beziehung (585), wie es LANGMUIR tat, sondern durch den Verlauf der Konzentration der positiven Ionen, die von der Stärke des Entladungsstromes abhängig ist, durch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und durch die Gasdichte, die unmittelbar mit der Anodentemperatur zusammenhängt.

Die Konzentration der positiven Ionen muß so groß sein, daß die positive Säule eine ausreichende Anzahl Ionen erhält. Ist die Konzentration der positiven Ionen, die gleich der der Elektronen ist, nicht ausreichend, so verarmt das Anodengebiet an positiven Ionen. Infolge einer sich bildenden elektrischen Doppelschicht entsteht ein positiver Anodenfall, der die Elektronen so stark beschleunigt, daß genügend Ionen zur Herstellung des Gleichgewichts erzeugt werden. Wenn die Konzentration der positiven Ionen im Anodengebiet für die Ionenbilanz zu groß ist, wird der Anodenfall negativ, ein Teil der Elektronen wird durch ein Gegenfeld nicht zur Anode gelangen, und die Ionisierung an der Anode verringert sich solange, bis das Gleichgewicht wieder hergestellt ist.

Prozesse, die eine Ansammlung von positiven Ionen im Anodengebiet fördern, z. B. eine verstärkte Erzeugung oder ein die Abwanderung behinderndes Feld oder auch die Diffusion, führen zu einem *negativen Anodenfall.* Umgekehrt führen Prozesse, die die Konzentration der positiven Ionen im Anodengebiet vermindern, zur Entstehung *eines positiven Anodenfalles.* Wie NERETINA experimentell zeigte, kann dadurch die Größe und das Vorzeichen des Anodenfalles beeinflußt werden. Zu diesem Zweck führte man beispielsweise in das Anodengebiet eine dünne Drahtelektrode ein. Wird diese Elektrode in bezug auf das Plasma mit einem positiven Potential beaufschlagt, erfolgt durch die zusätzlich beschleunigten Elektronen eine verstärkte Bildung positiver Ionen durch unelastische Stöße, der Anodenfall wird kleiner. Ein negatives Elektrodenpotential ruft umgekehrt eine Verminderung der positiven Ionen und eine Erhöhung des Anodenfalles hervor.

Bezüglich der anderen interessanten Ergebnissen dieser Arbeit verweisen wir auf die Verteidigungsschrift von NERETINA (WEI, Moskau 1949). Über die anodischen Entladungsteile siehe auch [1467, 1468, 1553].

§ 11. Der Rumpf der Glimmentladung und die positive Säule

Während die kathodischen und anodischen Entladungsteile in ihren Abmessungen durch die Natur und den Druck des Gases sowie durch die Entladungsstromdichte bedingt sind, füllt der *Rumpf* den übrigen Raum der Röhre aus und kann bei genügend hoher Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode eine beliebige Länge besitzen. Auf die im Rumpf beobachteten Erscheinungen üben weder Natur noch Zustand der Elektroden einen Einfluß aus, und der gesamte Rumpf erscheint lediglich als ein Teil der Entladung, der zur Weiterleitung des Stromes durch das Gas dient. Für die Existenz der Entladung selbst spielen die im Rumpf beobachteten Erscheinungen keine Rolle.

In mehr oder weniger engen Röhren besitzt der Rumpf immer die Gestalt einer positiven, leuchtenden Säule: Die Röhre ist mit einer Säule leuchtenden Gases ausgefüllt und stellt denjenigen Teil der Entladung dar, der besser als andere bei der Verwendung einer Glimmentladung als Lichtquelle ausgenützt werden kann. Die leuchtende positive Säule ist kein charakteristischer Teil der Entladung sondern sie

wird ausnahmslos durch den Einfluß der Röhrenwandungen und die an diesen Wandungen vorkommenden Prozesse bedingt.

In genügend weiten Röhren und in kugelförmigen Entladungsgefäßen existiert unter den übrigen gleichen Bedingungen keine positive Säule, und der Rumpf ist entweder ganz dunkel (Ne, H_2, Ar, bei letzterem bei Drucken unter drei Torr), oder im Rumpf kommt ein schwaches Leuchten zustande (O_2, H_2O, Ar und N_2, bei letzterem bei hohen Drucken).

Das Studium der Potentialverteilung zeigte, daß im dunklen Raum für jedes Gas ein konstanter Potentialabfall existiert, der dem Gasdruck proportional ist. Diesen auf 1 cm Länge und 1 Torr Druck bezogenen Abfall nennt man *Normalgradient*. Für den Normalgradienten G_n sowie für den Potentialabfall U_λ pro freie Elektronenweglänge im Gas sind folgende Werte gefunden worden:

Tabelle 32

Gas	Ar	He	Ne	N_2	H_2	O_2	H_2O
G_n [V/cm]	1,04	0,8	0,493	3,25	2,23	13,1	50,0
U_λ [V]	0,0305	0,066	0,0277	0,088	0,115	0,38	0,93

Der Potentialabfall im Rumpf wird auf Grund der Vorstellungen über die stationäre Entladung folgendermaßen erklärt. Infolge der seitlichen Diffusion und der Rekombination sowie infolge der Bildung negativer Ionen [1506] müßte sich die Anzahl der positiven Ionen im Rumpf bei ihrer Fortbewegung längs der Röhrenachse verkleinern. Der Verlust von Ionen und Elektronen bei stationärem elektrischem Strom muß ausgeglichen werden. Der Ausgleich geschieht durch Stöße der schnellsten Elektronen mit den Gasatomen. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und ihre mittlere Energie müssen im Falle eines stationären Zustandes wieder hergestellt werden. Diese Regeneration erfolgt auf Kosten des elektrischen Feldes. Da der Verlust im dunklen Rumpf nicht groß ist, ist auch der Gradient des Feldes, der für eine stationäre Entladung notwendig ist, nicht groß. Daher sind Anregungserscheinungen der Atome selten, und der Rumpf leuchtet nicht. Ein Leuchten beobachtet man in denjenigen Gasen, in denen die Bildung schwerer Ionen am wahrscheinlichsten und somit auch eine große Abnahme von Elektronen wahrscheinlich ist, die ein stärkeres Feld zur Kompensation dieser Abnahme erfordert.

Bei einer genügend engen Röhre tritt eine starke Änderung des Bildes ein. Die schnellen Elektronen geraten auf die Wandungen, verbleiben dort und laden die Wandung negativ auf. Das so entstehende Feld zieht die positiven Ionen zur Wandung. Das dynamische Gleichgewicht stellt sich dann ein, wenn die Anzahl der auf die Wandungen gelangten positiven Ionen gleich der Zahl der entsprechenden Elektronen ist. Somit ist an den Wandungen die Konzentration der Elektronen und Ionen kleiner als in der Röhrenachse. Senkrecht zur Achse findet unter dem Einfluß der Diffusion ein ununterbrochener Strom von Elektronen und Ionen statt. Die dadurch bedingte ständige Abnahme von Elektronen und Ionen wird durch ionisierende Stöße erster Art ausgeglichen. Deshalb ist der Verlust an geladenen Teilchen in der positiven Säule viel größer als im Falle eines dunklen Rumpfes; der Verlust ist um so größer, je enger die Röhre ist. Eine größere Abnahme erfordert eine stärkere Ionisierung und folglich auch ein stärkeres Feld. Die für die Aufrechterhaltung einer

konstanten Elektronen- und Ionenkonzentration notwendige Feldstärke ist zugleich für die verstärkte Anregung der Atome durch Elektronen ausreichend; daher das intensive Leuchten der positiven Säule.

Das Leuchten der positiven Säule stellt im Grunde ein gewöhnliches Leuchten angeregter Atome dar und kein Rekombinationsleuchten. Eine Ausnahme von dieser Regel siehe [1499].

Das Spektrum der positiven Säule hängt von der Größe der Feldstärke ab. Manchmal beobachtet man in der Achse der positiven Säule eine andere Farbe als in den äußeren Zonen. In den äußeren Zonen herrschen Linien mit kleinerer Anregungsenergie vor. Die Strahlungsintensität des sichtbaren Lichtes wie auch die Menge der gesamten ausgestrahlten Energie ist in grober Näherung sowohl der Stromstärke als auch der Stromleistung in der positiven Säule proportional.

Bei kleinem Gasdruck füllt die positive Säule den gesamten Querschnitt der Entladungsröhre aus. Mit zunehmendem Druck sowie bei Erhöhung der Stromstärke (etwa bei einigen 10 Torr) schnürt sich die positive Säule ein und löst sich von der Röhrenwandung ab. Bei einem Druck von annähernd einer Atmosphäre stellt die positive Säule einen hell leuchtenden Schlauch dar, der als „eingeschnürte positive Säule" bezeichnet wird und sich bei weiterer Druckvergrößerung immer mehr zusammenzieht; die Helligkeit der Säule nimmt zu. Am deutlichsten beobachtet man dieses Bild bei einer Quecksilberdampfentladung, wenn der Druck durch Steigerung der Quecksilbertemperatur erhöht wird (Hochdrucklampen mit mehreren zehn Atmosphären).

Die Einschnürung der positiven Säule wird damit erklärt, daß in der Röhrenachse die Temperatur des Gases immer höher ist als an den Wandungen wegen der Wärmeverluste an den Wandungen. Infolge der höheren Temperatur ist die Gasdichte in der Achse geringer und folglich die freie Elektronenweglänge größer, d. h., die Bedingungen für den Stromdurchgang sind hier günstiger; bei kleinerer Dichte genügt zur Aufrechterhaltung der Entladung eine kleinere Feldstärke. Die Einschnürung der Entladung führt zu einer Vergrößerung der Stromdichte und zu einer noch stärkeren Erwärmung des Gases in der Röhrenachse. Dies beschleunigt den Einschnürungsprozeß bei einer Vergrößerung von Druck und Entladungsstromstärke. Wird infolge der Konzentration in der Entladung die Gastemperatur in der Achse genügend hoch, so beginnt in der eingeschnürten positiven Säule eine thermische Ionisierung vor sich zu gehen. Dieser Umstand verstärkt die Einschnürung noch mehr und führt zu einem neuen eigenartigen Entladungstyp, der im Kap. XVII beschrieben wird. Die Temperatur der positiven Säule in Quecksilberdampf, bestimmt auf spektroskopischem Wege durch Messung der Intensitätsverteilung im Bandenspektrum des molekularen Quecksilbers oder durch Messung der Linienverbreiterung infolge des Dopplereffektes, beträgt 5000—6000° K bei einem Druck von 1 Atm und 8000—10000° K bei den höchsten untersuchten Drucken (etwa 250—300 Atm) [1470].

Von der kontrahierten positiven Säule ist die *Schlauchentladung* zu unterscheiden, die durch den Zusatz einer organischen Beimischung zum Grundgas entsteht, beispielsweise von Naphthalindampf [1471—1473]. Die Säule, in der die Entladung vor sich geht, hat hier die Gestalt eines dünnen Lichtfadens, der sich um die Rohrachse schlangenförmig windet. Lage und Form des Kanals werden dadurch bestimmt, wie in seinem Innern die organische Beimischung zersetzt ist.

Da in der positiven Säule die gerichtete Bewegung der Ionen und Elektronen in entgegengesetzter Richtung erfolgt und die Vorzeichen der Ladung entgegengesetzt sind, so werden sie durch ein Magnetfeld nach ein und derselben Seite abgelenkt, d. h., die positive Säule wird vom Magnetfeld als ein Ganzes abgelenkt. Mit Hilfe einer Ringkathode und eines geeigneten Magneten kann man die positive Säule zwingen, ununterbrochen um den Magnetpol zu kreisen.

Auch ein elektrisches Feld lenkt die positive Säule ab. Um jedoch diese Erscheinung beobachten zu können, muß man genügend schnelle Wechselfelder benutzen, da bei einem konstanten oder langsam veränderlichen Feld die Ladungen an der Innenfläche des Glases das Röhreninnere vor der Wirkung des Feldes schützen.

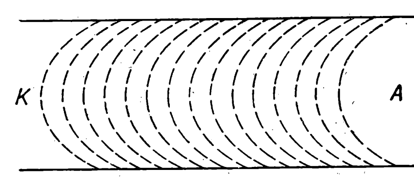


Abb. 207. Verlauf der Äquipotentialflächen in der positiven Säule

In Übereinstimmung mit dem gleichmäßigen Leuchten der positiven Säule erweist sich die durch Sonden bestimmte Feldstärke über die gesamte Länge der Säule als konstant. Abweichungen, die manchmal am Anfang und am Ende der positiven Säule beobachtet werden, können durch die Verschiedenheit der Temperatur und der Gasdichte erklärt werden.

Wie wir bereits oben gesehen haben, bedingt die Existenz der positiven Säule eine radiale Feldstärke senkrecht zur Röhrenachse. Deshalb sind die Äquipotentialflächen der positiven Säule nicht eben, sondern sie sind zur Kathode hin konvex gebogen (Abb. 207). Infolge dieser Symmetriebedingungen ist der Radialgradient in der Röhrenachse selbst gleich Null.

Der Längsgradient in der positiven Säule hängt von der Stromdichte, von der Natur und dem Druck des Gases sowie vom Durchmesser der Röhre ab. Bei Erhöhung des Gasdruckes vergrößert sich der Gradient. Ursache dieser Erscheinung ist die Verkürzung der freien Weglänge. Bei einer Vergrößerung der Stromdichte verkleinert sich der Gradient. Diese Verkleinerung ist jedoch nicht immer die einfache Folge der Vergrößerung der Stromdichte, sondern rührt oft von der erhöhten Gastemperatur in der positiven Säule her, die eine Verminderung der Gasdichte und eine Zunahme der mittleren freien Weglänge hervorruft. Unter sonst gleichen Bedingungen muß eine Zunahme der Stromdichte bei Vorhandensein einer Stufenionisierung zur Herabsetzung des Potentialgradienten in der positiven Säule führen,

Tabelle 33

Beimischung von Ar [%]	Gasdruck [Torr]	Stromstärke [A]	Gehalt an Ar an der Kathode während der Entladung [%]
8	5	0,5	0
12	4	0,8	0
12	4	0,3	4
25	10	0,5	12
32	10	0,5	29
52	16	0,5	48

da in diesem Fall die Konzentration der Elektronen schneller anwächst als die Stromdichte. Über die positive Säule, die Elektronenbewegung und den Potentialgradienten in der positiven Säule siehe auch [1497, 1498, 1492—1495, 1516—1518, 1548, 1544].

Da sich in der positiven Säule die Elektronen von der Kathode zur Anode und die positiven Ionen von der Anode zur Kathode bewegen, so ist zu erwarten, daß sich beim Stromdurchgang die Gasdichte an der Kathode vergrößern und an der Anode verringern muß. Bei niedrigen Drucken (annähernd einige zehntel Torr) ist diese Annahme richtig. Bei höheren Drucken beobachtet man das Umgekehrte, es tritt eine Vergrößerung der Stromdichte an der Anode ein. Die hierzu entwickelte Theorie erklärt dies durch eine Impulsübertragung von den Elektronen an die neutralen Gasmoleküle.

Auf die gleiche Art wird auch die Veränderung eines Gasgemisches an der Kathode und an der Anode erklärt. Das Gas mit dem kleineren Ionisierungspotential sammelt sich an der Kathode an. Den Grad, den diese *Gasteilung* bei diesem Vorgang erreichen kann, zeigen die Zahlen der Tabelle 33 für ein Gemisch aus Ar und He.

In einer anderen Versuchsreihe wurde die vollständige Trennung eines Ne-He-Gemisches erzielt, bei einer ursprünglichen Zusammensetzung aus 5% He, 95% Ne bei $p = 2$ Torr, $I = 1{,}4$ A,; ferner bei 2% Ne und 98% He [1474].

Die Trennung der Gase wird dadurch erklärt, daß eine Änderung der Gasdichte an der Kathode und an der Anode für verschiedene Komponenten des Gemisches verschieden ist. Alle ähnlichen Erscheinungen heißen *Elektrophorese* [1475, 1478—1481].

§ 12. Die geschichtete positive Säule

Die positive Säule ist nicht immer eine homogene leuchtende Gassäule. Bei bestimmten Werten von Druck und Stromdichte beobachtet man eine Aufteilung der positiven Säule in leuchtende Schichten (Straten), die durch Dunkelräume getrennt sind. Diese Entladung heißt *geschichtete Entladung*. Es wurde festgestellt, daß zur Bildung von Schichten in elektropositiven Gasen gewisse Beimischungen notwendig sind. Im Wasserstoff kommt die Schichtung immer wieder zustande, ungeachtet aller Maßnahmen zur Reinigung des Gases. Hierbei entsteht im Wasserstoff von großer Reinheit eine vollkommen anders gestaltete geschichtete Entladung als im Wasserstoff mit Beimischungen; es bilden sich weit voneinander entfernte rote Schichten an Stelle von schmalen, dicht benachbarten blauen Schichten.

Die Schichten in der positiven Säule haben verschiedene Formen; es gibt einfache und doppelte Schichten. In Abb. 208 ist die Gestalt der geschichteten Säule in verschiedenen Fällen wiedergegeben. Am Anfang jeder Schicht ist das Spektrum das gleiche wie am Anfang einer homogenen positiven Säule. Der Abstand zwischen entsprechenden Punkten zweier Schichten ist in der gesamten geschichteten Säule konstant. Mit zunehmender Stromstärke strebt der Abstand einem konstanten Wert l_0 zu (meistens nimmt er mit steigender Stromdichte ab). l_0 hängt vom Gasdruck nach der empirischen Formel

$$l_0\, p^m = \text{const} \qquad (586)$$

1 (beispielsweise $m = 0{,}53$ für H_2; 0,32 für N_2). Für die r
lt diese Formel nicht. Für den Zusammenhang von l_0 un
d die empirische Formel

$$l_0 = c\, r^{1-m}\, p^m$$

Ein Magnetfeld setzt den Wert von l_0 herab.
eder Schicht, auf der zur Kathode gelegenen Seite, wo
st, hat der Gradient seinen größten Wert. In den dunk
en den Schichten besitzt der Gradient den kleinsten
ch negativ sein (d. h., das Feld kann entgegengesetzt g
ner Schicht überwiegt die positive Raumladung die

Ende einer Schicht überwiegt die negative Raumladung. Am Schichtkopf bilden beide Ladungen eine elektrische Doppelschicht, deren Lage dem Maximum der Feldstärke entspricht. Zur Veranschaulichung der Feldverteilung in der Schicht soll die Kurve in Abb. 209 dienen.

Da in der gesamten positiven Säule das Potential allmählich in Richtung zur Anode hin ansteigt, kann man von einem Potentialgefälle in der Schicht reden, worunter man dann die Potentialdifferenz zwischen entsprechenden Punkten benachbarter Schichten versteht. Der Potentialabfall in den einzelnen Schichten ist über die gesamte Länge der geschichteten Säule konstant. Mit zunehmender Stromstärke vermindert sich der Potentialabfall in den Schichten zuerst rasch und strebt dann asymptotisch einem konstanten Wert zu, der ziemlich gut mit dem Ionisierungspotential des Füllgases übereinstimmt. Bei konstanter Stromstärke nimmt der Potentialabfall in den Schichten mit zunehmendem Druck zu. Es wurden auch Fälle beobachtet, bei denen dieser Potentialabfall kleiner als das Ionisierungspotential bzw. kleiner als das Anregungspotential bestimmter Energieniveaus der Gasatome war. Der Temperaturverlauf in der geschichteten Säule ist ebenfalls periodisch. Spektroskopische Untersuchungen des Leuchtens der geschichteten Entladung zeigten, daß die Differenz der Leuchtintensität am Anfang und am Ende der Schicht um so größer ist, je kleiner die Anregungsenergie der gegebenen Linie ist.

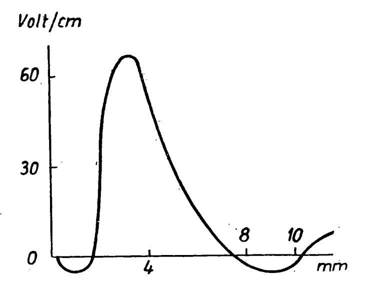


Abb. 209. Verlauf der Feldstärke innerhalb einzelner Schichten einer geschichteten positiven Säule

In einigen Fällen beobachtet man *wandernde Schichten.* In dieser Entladungsform schreiten die Schichten von der Anode zur Kathode etwa mit Schallgeschwindigkeit fort. Mit dem bloßen Auge erscheint diese Entladung nicht als geschichtet. Die Schichtung und die Bewegung der Schichten ist lediglich bei Anwendung rotierender Spiegel oder anderer stroboskopischer Einrichtungen sichtbar. In diesen Fällen haben wir es gewissermaßen mit einer quasistationären Entladungsform zu tun. Wie das Oszillogramm von Sondenströmen zeigt, wechseln bei wandernden Schichten die Parameter an jedem Punkt der Entladung periodisch mit der Zeit [1482—1485].

Die Anordnung der Raumladungen in der geschichteten Säule führt zu folgender Erklärung für die Vorgänge in der geschichteten Entladung. In der Gasschicht $a\,b$ (Abb. 210) im Gebiet des leuchtenden Kopfes der Schicht geht eine verstärkte Ionisierung und eine verstärkte Anregung der Gaspartikel vor sich. In dieser Schicht verliert ein großer Teil der schnellen Elektronen seine Geschwindigkeit, und außerdem tritt eine große Anzahl von langsamen Sekundärelektronen auf. Unter der Wirkung des Längsfeldes der Entladung verlassen alle diese Elektronen die Schicht $a\,b$ und treten in das Gebiet c ein, wobei sie nur einen geringen Energievorrat sowohl an gerichteter Energie (Drift) in Richtung des Feldes wie auch an thermischer Energie besitzen. Deshalb kommt im Gebiet c eine verhältnismäßig unbedeutene Gasionisierung zustande. Unter der Wirkung des Feldes wächst die Elektronenenergie allmählich an, und in der neuen Schicht $a_1\,b_1$ wird sie erneut für eine verstärkte Ionisierung und Anregung des Gases ausreichend. Die in den Schichten $a\,b$, $a_1\,b_1$, $a_2\,b_2$ usw. gebildeten positiven Ionen verlassen diese Schichten in Richtung auf

die Kathode viel langsamer als die Elektronen. Deshalb überwiegt in den Schichten $a\,b$, $a_1\,b_1$ usw., also im Schichtkopf, die positive Raumladung. Da die Summe der positiven und der negativen Ladungen in der positiven Säule einander gleich sein muß, führt die Ansammlung von positiven Ladungen in den Schichten $a\,b$, $a_1\,b_1$, $a_2\,b_2$ zum Übergewicht der negativen Raumladung in den Gebieten c, c_1, c_2 usw. Eine derartige Verteilung der Raumladung verstärkt den Potentialgradienten am Kopf einer jeden Schicht und verkleinert ihn an ihrem Ende.

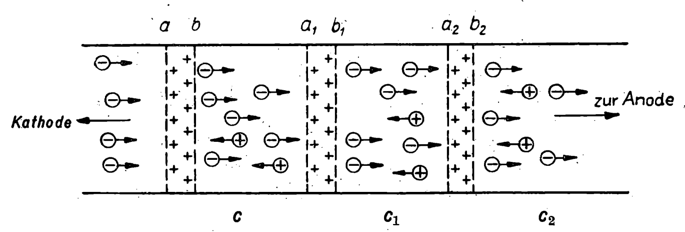


Abb. 210. Die Schichten positiver und negativer Raumladungen sowie die Fortschreitungsbewegung der Elektronen und Ionen in den Schichten. Die Radialbewegung der Elektronen und Ionen (ihre ambipolare Diffusion zu den Wandungen) ist in der Abbildung nicht dargestellt

Somit ist der geschichtete Aufbau der Säule damit verbunden, daß die Anzahl der schnellen Elektronen in verschiedenen Abschnitten ein und derselben Schicht verschieden ist und daß in den einzelnen Abschnitten eine große Anzahl von Elektronen gleichzeitig einen bedeutenden Teil seiner Energie verliert.

Damit eine ähnliche Schichtung der positiven Säule eintritt, muß im Gebiet des FARADAYschen Dunkelraumes und in den Gebieten c mit geringen elastischen Verlusten die Energie einer großen Zahl von Elektronen auf ihrem Weg von der Kathode zur Anode im Mittel gleichmäßig anwachsen. Wenn in einem Edelgas keine Beimischungen enthalten sind, so geht der Energiezuwachs der Elektronen bis zum ersten Anregungspotential des Gases schnell vor sich. In Verbindung mit diesem schnellen Anwachsen der Elektronengeschwindigkeit und dem schmalen Maximum für die Anregungswahrscheinlichkeit sind die Bedingungen im Gas für gleichzeitige Anregung und gleichzeitige Ionisierung vieler Atome in ein und demselben Abstand am Anfang der Säule und folglich für die Bildung der Schichten ungünstig. Würden Schichten entstehen, so müßten sie außergewöhnlich schmal sein. Umgekehrt sind bei der Anwesenheit bestimmter Beimischungen die Stöße der langsamen Elektronen mit den Teilchen dieser Beimischungen in den meisten Fällen unelastisch. Deshalb geht das Anwachsen der Elektronengeschwindigkeit bei der Bewegung der Elektronen zur Anode genügend langsam und genügend stetig zur Bildung der Schichten vor sich, wobei die Anregung der Atome des Grundgases in großer Anzahl auf einmal geschieht. Dies ist nötig, damit sich die geschichtete Entladung nach dem oben entworfenen Schema vollziehen kann.

Das soeben angeführte schematische Bild für die Bildung stabiler Schichten erklärt das Auftreten wandernder Schichten nicht. Es vereinbart sich ebenfalls nicht völlig mit der Vorstellung, daß im Plasma die ungeordnete Elektronenbewegung die gerichtete Bewegung überwiegt. Deshalb kann man den Mechanismus der Schichtenbildung nicht als eindeutig geklärt betrachten.

Von einigen Autoren wurde die Hypothese ausgesprochen, das Auftreten von Schichten sei mit der Bildung negativer Ionen im Gas verbunden. Sie beruht darauf, daß in Edelgasen sowie in anderen Gasen, die keine negativen Ionen bilden, zur Schichtenbildung elektronegative Beimischungen notwendig seien. Nach dieser Hypothese wird die elektrische Doppelschicht am Kopf der Schicht von negativen und positiven Ionen gebildet [1487, 1488]. Andererseits ist die Bildung negativer Ionen ebenfalls eine der Ursachen, die das zahlenmäßige Anwachsen der schnellen Elektronen verhindert.

Eine vollkommen andere Erklärung über die Schichtenbildung gibt die neue Theorie des Plasmas von WLASSOW [1564]. Nach dieser Theorie ist die Bildung von Schichten zwangsläufig mit den Eigenschaften des Plasmas verbunden, die sich aus der Wechselwirkung aller daran beteiligten Partikel sowohl bei der unmittelbaren Begegnung (Stöße untereinander) als auch in großem Abstand ergeben[1]).

Über die geschichtete positive Säule und über die wandernden Schichten siehe [1477, 1486, 1489—1491, 1496, 1556]. Zu den verschiedenen Fragen der Glimmentladung siehe [1424, 1459, 1460, 1527, 1539, 1534, 1535, 1541, 1542, 1545, 1547, 1550, 1551, 1555, 1558, 1560, 1562—1564].

XV. Das Gasentladungsplasma

§ 1. Das Plasma

Das Gasentladungsplasma stellt einen charakteristischen Zustand eines ionisierten Gases dar, das eine Reihe spezifischer Eigenschaften besitzt. Bei den verschiedenen Entladungstypen füllt das Gas im Plasmazustand mehr oder weniger umfangreiche Gebiete des Entladungsraumes aus. Zu solchen Gebieten gehören: Die positive Säule der Glimmentladung und der Bogenentladung bei niedrigem Gasdruck; die eingeschnürte positive Säule der Bogenentladung bei hohem Druck; das in der Mitte gelegene leuchtende Gebiet einer Hochfrequenzentladung mit Innen- oder Außenelektroden bei niedrigem Gasdruck; der leuchtende Ring in der elektrodenlosen Ringentladung; die Hochfrequenzfackel; der entwickelte Hauptkanal in der Funkenentladung und im Blitz; der gesamte Raum zwischen den Elektroden eines Niedervoltbogens.

Ein charakteristisches Merkmal des Plasmas ist der hohe Grad der Gasionisierung. In extremen Fällen erfolgt die völlige Ionisation aller neutralen Gaspartikel [1608, 1627]. Ein anderes charakteristisches Merkmal des Plasmas ist die Gleichheit der Konzentration von positiven und negativen Ladungsträgern im Plasma, d. h., die

---

[1]) Die Theorie der Schichten von A. A. WLASSOW würde durch seine Schüler (siehe [1559] und die Dissertation von BASAROW, Moskau WIIFM. St. U. 1950) sowie in der Arbeit von LOGUNOW [1561] weiterentwickelt. Einige Schlußfolgerungen aus der WLASSOWschen Theorie erhielten ihre experimentelle Bestätigung durch die im Druck befindliche Arbeit von A. A. SAIZEW.

resultierende Raumladung ist praktisch Null. Letzteres führt dazu, daß die POISSON-Gleichung $\nabla^2 V = -4\pi\varrho$ für das Plasma in die LAPLACE-Gleichung

$$\nabla^2 V = 0 \tag{588}$$

wie für ein Medium ohne Raumladung übergeht.

Die hohe Konzentration geladener Partikel beider Vorzeichen führt zu einer großen elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas, die es in seinen Eigenschaften denen eines Leiters nahekommen lassen. In einem sich selbst überlassenen Plasma gleichen sich alle nicht von außen unterhaltenen Potentialdifferenzen aus, wie es bei einem Leiter der Fall ist, an dem keine äußere EMK liegt. Ein zufällig entstandener Konzentrationsunterschied positiver und negativer Ladungsträger ruft eine Potentialdifferenz hervor, wobei ein Strom entsteht, der umgehend vorhandene Konzentrationsunterschiede der Ladungsträger ausgleicht.

Zwischen den positiv und negativ geladenen Teilchen wirken COULOMBsche Kräfte, zwischen den geladenen und ungeladenen Teilchen Polarisationskräfte. Deshalb stellt das Plasma ein System dar, in dem sämtliche Teilchen, die nächsten wie auch die voneinander entfernten, sich in steter Wechselwirkung befinden [1570]. Das Potential V im Ausdruck (588) und sein Gradient E (die Feldstärke) stellen für die Berechnung makroskopischer Erscheinungen der Entladung bequeme Mittelwerte dar.

Bei genauerer Betrachtung der Elementarprozesse im Inneren des Plasmas muß man mit den räumlich und zeitlich veränderlichen Mikrofeldern infolge des atomistischen Baues des Plasmas rechnen. Der theoretischen Erforschung der Mikrofelder und der möglichen freien Weglänge der Elektronen und Ionen im Plasma ist eine Reihe theoretischer Arbeiten gewidmet [1571—1575]. Bei speziellen Versuchsbedingungen können im Plasma elektrische Schwingungen verschiedener Frequenzen von akustischen bis zu sehr hohen (1000 MHz und mehr) entstehen. Die theoretische Betrachtung führt ebenfalls zur notwendigen Existenz von Schwingungen im Plasma (den sogenannten *Schwingungseigenschaften* des Plasmas [1570]).

§ 2. Die Entstehung des Plasmas. Das isotherme und nichtisotherme Plasma

Bei genügend hoher Temperatur erlangt das thermisch ionisierte Gas alle Eigenschaften eines Plasmas. In diesem Falle verschwindet das sich selbst überlassene Plasma nicht, wenn es mit der Umwelt im thermischen Gleichgewicht steht. Die auf dem Wege der Rekombination vor sich gehende Abnahme von Ladungsträgern wird durch erneute Ionisierungsvorgänge ausgeglichen. Das so beschaffene Plasma befindet sich im Zustand des thermodynamischen Gleichgewichts. Die mittlere kinetische Energie aller Plasmateilchen, wie positive Ionen, negative Ionen, Elektronen und Neutralteilchen, ist einheitlich. Die Energie der schwarzen Strahlung eines solchen Plasmas entspricht seiner Temperatur. Alle Prozesse des Energieaustausches zwischen den Teilchen sind Gleichgewichtsprozesse. Mit einem derartigen *isothermen Plasma* haben wir es in den Sternatmosphären von sehr hoher Temperatur zu tun. Man kann das isotherme Plasma als einen *besonderen Zustand* der Materie bezeichnen, der sich vom gasförmigen Zustand durch den Zerfall der neutralen Teilchen in positive Ionen und Elektronen unterscheidet.

Eine andere Art des Plasmas, das *Gasentladungsplasma*, unterscheidet sich vom isothermen Plasma dadurch, daß alle in den Bestand eines solchen Plasmas ein-

gehenden geladenen Teilchen sich ständig in einem beschleunigenden elektrischen Felde befinden und aus ihm die Energie ihrer ungeordneten Bewegung schöpfen. Die Elektronen können bei den elastischen Stößen mit den Gasteilchen infolge ihrer kleinen Masse nur einen unbedeutenden Teil ihrer Energie übertragen; unelastische Stöße der Elektronen mit großen Energieverlusten finden nur sehr selten im Vergleich zur Gesamtstoßzahl mit den Gasteilchen statt. Deshalb stellt sich im Plasma im Vergleich zur mittleren kinetischen Energie der Neutralteilchen eine sehr hohe kinetische Energie der Elektronen ein.

Im Plasma wird die mittlere kinetische Elektronenenergie mit der Temperatur einer entsprechenden MAXWELL-Verteilung verglichen, und man spricht von der *Temperatur des Elektronengases* im Plasma ungeachtet dessen, daß im *nichtisothermen* Gasentladungsplasma kein thermodynamisches Gleichgewicht herrscht. Somit hat die Temperatur des Elektronengases im Plasma einen bedingten Wert. Aus den Werten dieser Temperatur lassen sich auf Grund thermodynamischer Gesetze keinerlei Schlußfolgerungen für das nichtisotherme Plasma ziehen. Man darf zum Beispiel nicht mit einer Temperatur die sogenannte freie Energie des Plasmas berechnen. Die durch Sondencharakteristiken bestimmten Temperaturen des Elektronengases und die entsprechende mittlere kinetische Energie sind jedoch unzweifelhaft Parameter, die den energetischen Zustand der Elektronen im Plasma auch dann gut wiedergeben, wenn die Energieverteilung der Plasmaelektronen nicht genau einer MAXWELL-Verteilung entspricht.

Das Verbleiben des Gases im Plasmazustand, der kein thermischer Gleichgewichtszustand ist, erfolgt auf Kosten der Energie des Entladungsstromes durch das Plasma. Verschwindet das äußere elektrische Feld, so verschwindet auch das Plasma. Das Verschwinden eines sich selbst überlassenen Gasentladungsplasmas nennt man *Entionisierung* des Gases.

Einer der wesentlichen inneren Parameter des Gasentladungsplasmas ist die Anzahl der im Plasma vor sich gehenden Ionisierungsakte, ausgedrückt durch die Anzahl der Ionisierungsakte, die ein Elektron des Plasmas in einer Sekunde vollführt. Mit Ausnahme der Unmöglichkeit der selbständigen Existenz sind die allgemeinen Eigenschaften des Gasentladungsplasmas den Eigenschaften des isothermen Plasmas ähnlich.

Wie schon im Kap. X dargelegt, entsteht zwischen dem ungestörten Plasma und einer damit in Verbindung stehenden Elektrode, z. B. einer Sonde, eine Raumladungsschicht, deren Polarität der Sondenpolarität entgegengesetzt ist. In derartigen Schichten findet ein Potentialabfall statt: Das Potential ändert sich im Inneren der Schicht, beginnend vom Potential eines gegebenen Punktes im ungestörten Plasma bis zum Potential der Elektrode oder der Sonde. Auf die Schicht auftreffende Ladungsträger bedingen einen Strom durch die Schicht, wenn das Vorzeichen dieser Ladungsträger dem der Sonde oder Elektrode entgegengesetzt ist. Die Stromdichte ist durch die Stromdichte der sich ungeordnet bewegenden geladenen Teilchen eines gegebenen Vorzeichens und durch die Oberfläche der äußeren Schichtgrenze bedingt. Die Schichtdicke stellt sich automatisch ein; sie ist bedingt durch die Stromdichte in der Schicht, durch den Potentialunterschied an ihren Grenzen entsprechend den Gesetzen eines raumladungsbeschränkten Stromes $\left(U^{\frac{3}{2}}\text{-Gesetz}\right)$ und durch die Bahnbewegung der Elektronen oder Ionen im Inneren der Schicht.

Die das Plasma begrenzenden isolierten Wandungen werden immer negativ aufgeladen, da die negativen Elektronen wesentlich höhere Geschwindigkeiten besitzen als die positiven Ionen. Deshalb ist das Potential der an das Plasma grenzenden Wandungen immer niedriger als das Potential des Plasmas. An den Wandungen ist ein elektrisches Feld vorhanden, das die positiven Ionen beschleunigt und die Bewegung der Elektronen bremst. Infolge eines sich selbst einstellenden dynamischen Gleichgewichtes gelangen in der Zeiteinheit auf die Flächeneinheit der Wandung gleichviel positiv und negativ geladene Teilchen. An der Wandung rekombinieren diese Teilchen. Die Rekombination führt zur Trägerverarmung der die Wandung unmittelbar berührenden Gasschicht sowie zu einem zur Wandung gerichteten Konzentrationsgefälle beider Ladungsträger.

Die durch den Konzentrationsgradienten hervorgerufene Bewegung der Ladungsträger heißt *ambipolare Diffusion*. Die ambipolare Diffusion ist ein charakteristischer Prozeß für ein Plasma, das ein von irgendwelchen Wandungen vorgegebenes Volumen einnimmt. Der auf 1 cm^2 der Wandung entfallende Strom i_p von positiven Ionen infolge der ambipolaren Diffusion (gleich dem Produkt aus der Ionenzahl pro Flächeneinheit der Wandung und der Ladung eines Ions) ist ein innerer Parameter des Gasentladungsplasmas. Bei der Bildung der eingeschnürten Säule eines nichtisothermen Plasmas in elektronegativen Gasen spielt manchmal eine Schicht negativer Ionen, die sich an der Grenze dieser Säule bildet, die Rolle einer Wandung.

§ 3. Die SCHOTTKYsche Theorie der positiven Säule

Die SCHOTTKYsche Theorie [1576] setzt voraus, daß die freien Elektronen und Ionen lediglich durch ihre gegenseitige Neutralisation an den Röhrenwandungen verschwinden, ohne jegliche Rekombination im Gasvolumen. Eine weitere vereinfachende Voraussetzung ist die, daß die pro cm^3 und Sekunde neu gebildete Ionenanzahl q der Elektronenkonzentration proportional ist, so daß

$$q = \beta n_e. \tag{589}$$

Bei der stationären ambipolaren Diffusion bewegen sich die positiven Ionen und Elektronen unter dem Einfluß eines Konzentrationsgefälles von der Röhrenachse zu den Wandungen. Dieser Diffusionsbewegung überlagert sich eine Bewegung infolge des elektrischen Feldes, das sich durch die negative Ladung an der Wandung bildet. Wir bezeichnen mit N_p und N_e die Anzahl der Ionen und Elektronen, die 1 cm^2 in Richtung zur Wandung in einer Sekunde durchqueren, die Diffusionskoeffizienten der Ionen und Elektronen mit D_p und D_e, ihre Beweglichkeit mit K_p und K_e. Um die Lösung des Problems zu vereinfachen, nehmen wir an, daß die Fortbewegungsgeschwindigkeiten der Ionen und Elektronen nur von der Feldstärke abhängen, so daß

$$v_p = K_p f(E) \quad \text{und} \quad v_e = K_e f(E), \tag{590}$$

wobei f ein und dieselbe Funktion ist. In diesem Falle ist

$$\left.\begin{aligned} N_p &= -D_p \frac{\partial n_p}{\partial r} + n_p K_p f(E), \\ N_e &= -D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} - n_e K_e f(E). \end{aligned}\right\} \tag{591}$$

Im stationären Entladungszustand ändert sich die Konzentration der Ionen und Elektronen in irgendeinem gegebenen Punkt nicht. Außerdem gilt für die positive Säule ohne negative Ionen: $n_p = n_e = n$. Da die Elektronenstromdichte zur Wandung gleich der Ionenstromdichte ist, so ist $N_p = N_e = N$. Aus der Gleichheit von n_p und n_e folgt:

$$\frac{\partial n_p}{\partial r} = \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n}{\partial r}.$$

Hieraus:

$$n K_p f(E) = N + D_p \frac{\partial n}{\partial r}, \tag{592}$$

$$-n K_e f(E) = N + D_e \frac{\partial n}{\partial r}. \tag{593}$$

Durch Division von (592) durch (593) finden wir

$$-\frac{K_p}{K_e} = \frac{D_p \frac{\partial n}{\partial r} + N}{D_e \frac{\partial n}{\partial r} + N}. \tag{594}$$

Lösen wir diese Gleichung nach N auf, so ergibt sich

$$N = -\frac{D_p K_e + D_e K_p}{K_e + K_p} \cdot \frac{\partial n}{\partial r} = -D_a \frac{\partial n}{\partial r}. \tag{595}$$

Vergleichen wir (595) mit dem gewöhnlichen Diffusionsgesetz

$$N = -D \frac{\partial n}{\partial r}, \tag{596}$$

so folgt für den *Koeffizienten der ambipolaren Diffusion*

$$D_a = \frac{D_p K_e + D_e K_p}{K_e + K_p}. \tag{597}$$

(597) stellt einen allgemeingültigen Ausdruck für den Koeffizienten der ambipolaren Diffusion dar, unabhängig von der geometrischen Konfiguration des Plasmas, da diese Konfiguration nirgendwo in unserer Schlußfolgerung erschienen ist.

Betrachten wir nun die Bedingung für die Stationarität des ambipolaren Diffusionsstromes bei einer kreiszylindrischen Röhre. Den Abstand von der Röhrenachse bezeichnen wir mit r. In eine zylindrische Schicht von 1 cm Höhe, der Dicke dr und dem inneren Halbmesser r treten von der Achse her $2 \cdot \pi \cdot r \cdot N_r$ geladene Teilchen irgendeines Vorzeichens ein, wo N_r der Wert von N im Abstand r von der Achse ist. Aus der gleichen Schicht treten in Richtung der Wandung

$$2 \cdot \pi \cdot (r + dr) \cdot N_{r+dr}$$

Teilchen aus. Im Inneren der Schicht (Volumen $2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr$) bilden sich infolge der Ionisierung

$$\beta\, n\, 2\pi\, r\, dr \tag{598}$$

neue Ionen und Elektronen. Die Anzahl der in die Schicht eintretenden Ionen plus der Anzahl der durch Ionisierung neugebildeten Ionen muß im stationären Zustand gleich der aus der Schicht austretenden Ionenzahl sein; man kann daher schreiben:

$$2\pi\, r\, N_r + \beta\, n\, 2\pi\, r\, dr = 2\pi (r + dr)\, N_{r+dr}. \tag{599}$$

Unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung läßt sich schreiben:

$$N_{r+dr} = N_r + \frac{\partial N_r}{\partial r} dr. \tag{600}$$

Setzt man für N_r den Ausdruck (596) ein und formt man um, so ergibt sich:

$$\beta\, n\, r = -(r + dr)\, D_a \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - D_a \frac{\partial n}{\partial r}. \tag{601}$$

Da dr klein gegen r ist, vernachlässigen wir es und erhalten für die Konzentration n in Abhängigkeit vom Abstand r die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dn}{dr} + \frac{\beta}{D_a} n = 0. \tag{602}$$

Die Lösung der Gleichung (602) ist eine BESSEL-Funktion nullter Ordnung vom Argument $\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot r$, und zwar:

$$n = n_0 J_0\left(\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot r\right). \tag{603}$$

Die Integrationskonstante n_0 ist die Ionenkonzentration in der Röhrenachse, da $J_0(0) = 1$ ist. Mit wachsendem Argument x, angefangen von Null, nimmt die Funktion $J_0(x)$ ab und wird bei $x = 2{,}405$ Null. SCHOTTKY nimmt nun an, daß die Konzentration n der Elektronen oder Ionen an den Oberflächen der Wandungen verschwindet und, indem er $J_0\left(\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot R\right)$ Null setzt (R ist der Röhrenhalbmesser), findet er eine Beziehung, die β, D_a und R verbindet,

$$\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot R = 2{,}405. \tag{604}$$

Die Leistung des Entladungsstromes, bezogen auf 1 cm Länge der Röhre, beträgt $i\, E_z$, wobei i der Entladungsstrom und E_z die Längsfeldstärke in der positiven Säule ist. Bezeichnen wir mit α den Teil der Energie, der zum Unterhalt der Gasionisierung aufgewandt wird, so läßt sich schreiben

$$\alpha\, i\, E_z = q\, e\, U_i, \tag{605}$$

worin e die Ladung eines Elektrons und U_i das Ionisierungspotential des Gases ist. Setzen wir die Driftgeschwindigkeit der Ionen und Elektronen längs der Röhrenachse proportional E_z, so wird

$$i = e\, n (K_p + K_e)\, E_z. \tag{606}$$

Wenn wir diesen Wert von i in (605) einsetzen und nach q auflösen, finden wir:

$$q = \alpha \frac{K_p + K_e}{U_i} E_z^2\, n. \tag{607}$$

Aus (589) und (607) folgt:

$$\beta = \alpha \frac{K_p + K_e}{U_i} E_z^2. \tag{608}$$

Lösen wir (604) nach β auf und setzen den Ausdruck für β in (608) ein, so finden wir:

$$\alpha \frac{K_p + K_e}{U_i} E_z^2 = \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 D_a \tag{609}$$

oder

$$E_z = \frac{2{,}405}{R}\sqrt{\frac{D_a U_i}{\alpha\,(K_p + K_e)}}. \qquad (610)$$

Unter der Annahme, daß α bei irgendeiner gegebenen Stromstärke i nicht von E_z und von R abhängt, folgt, daß die Längsfeldstärke der positiven Säule umgekehrt proportional zum Röhrenhalbmesser sein muß. Zur Berechnung von E_z muß man α mit den charakteristischen Parametern des Gases sowie mit der Stromstärke i verbinden. Das vermag die SCHOTTKYsche Theorie allein nicht.

Die Abhängigkeit $E_z \sim \frac{1}{R}$ wird nur in wenigen Fällen experimentell bestätigt. Man kann nach der angeführten Theorie noch zeigen, daß die Potentialverteilung über dem Röhrenhalbmesser dem Ausdruck

$$V - V_0 = D_a \ln \frac{n}{n_0} \qquad (611)$$

entsprechen muß, wo V_0 das Potential, n_0 die Konzentration der Ionen oder Elektronen bei $r = 0$ bedeutet und n ihre Konzentration im gegebenen Punkte ist. Wie jede Diffusionstheorie ist auch die SCHOTTKYsche Theorie nur dann anwendbar, wenn die freie Weglänge der Elektronen und Ionen viel kleiner ist als der Röhrendurchmesser.

Die SCHOTTKYsche Theorie wurde einer eingehenden Prüfung unterworfen [1577, 1578, 1628], und es wurde gezeigt, in welcher Weise man sie grundsätzlich verbessern könnte. Diese Präzisierung stößt jedoch auf große mathematische Schwierigkeiten. Außerdem muß man für die Entwicklung der Theorie eine Reihe von Abhängigkeiten kennen, z. B. die Abhängigkeit der Elektronentemperatur vom Ionisierungspotential des Gases. Das sind jedoch Fragen, für deren Beantwortung nur empirische und noch nicht genügend nachgeprüfte Formeln vorhanden sind. Große Schwierigkeiten bereitet auch die ungleichmäßige radiale Temperaturverteilung in der Röhre, die eine ungleichmäßige Verteilung der Gasdichte über dem Halbmesser bedingt. Alle Schlußfolgerungen, die auf diesem Wege bisher gezogen wurden, haben daher nur qualitativen und unvollkommenen Charakter. Über die Fragen, die mit einer Vervollkommnerung der SCHOTTKYschen Theorie zusammenhängen, siehe [1579, 1580, 1634].

§ 4. Die Plasmatheorie von LANGMUIR und TONKS

Ein vollständigeres Bild der Erscheinungen in der positiven Säule gibt die Theorie von LANGMUIR und TONKS [1581, 1582], die von KILLIAN [1583] vervollständigt und von DRUYVESTEYN [1584] und KLARFELD [1604, 1609] weiter entwickelt wurde.

Wir können hier nicht die Theorie des Plasmas von LANGMUIR und TONKS vollständig darlegen, wir werden jedoch versuchen, eine kurze Vorstellung hierüber zu geben. Einer der Ausgangspunkte dieser Theorie ist die POISSON-Gleichung, die LANGMUIR und TONKS in der Form

$$\nabla^2 V - 4\pi e\, n_0\, e^{\frac{eV}{k\,T_e}} + 4\pi^{r-\beta} \int_0^z N_z z^\beta \frac{dz}{v_z} = 0 \qquad (612)$$

schreiben. Diese Gleichung nennen sie *vollständige Gleichung des Plasmas und der Schichten*. Hier ist N_z die Anzahl der positiven Ionen, die pro cm³ und s im Punkte z

gebildet werden (Abstand vom Koordinatenursprung, das ist Mittelpunkt einer Ebene, Zylinderachse oder Kugelmittelpunkt); v_z ist die Geschwindigkeit eines im Punkte $r = z$ gebildeten Ions im Punkt $r = r$ und β eine ganze Zahl vom Wert 0, 1 oder 2 entsprechend einem ebenen, zylindrischen oder sphärischen Problem. Das zweite Glied von (612) entspricht der Raumladung von freien Elektronen mit einer BOLTZMANN-Verteilung; das dritte Glied entspricht der Raumladung durch positive Ionen. Im Plasma selbst, ausgenommen in den Grenzschichten, ist infolge der Eigenschaften des Plasmas die resultierende Raumladung Null. Deshalb ist hier $\nabla^2 V = 0$ und (612) geht in die einfachere *Plasmagleichung* über.

Bezüglich des Ionisierungsprozesses betrachten LANGMUIR und TONKS zwei Grenzfälle: 1. die Ionisierung erfolgt durch schnelle aus der Kathode fliegende Elektronen und verläuft deshalb im gesamten Plasma gleichmäßig, 2. die Ionisierung erfolgt durch die schnellsten, die sogenannten „gestreuten“ Elektronen des Plasmas (scattering of electrons).

Ausgehend von Gleichung (612) berechnen LANGMUIR und TONKS mehr oder weniger genau die Potentialverteilung für verschiedene Spezialfälle, die entweder durch die Voraussetzung 1 oder 2 und eine beliebige Größenordnung der freien Weglänge charakterisiert sind. Die Lösung wird in Form von Kurven angegeben; die experimentellen Werte decken sich gut mit diesen Kurven. Gleichzeitig wird dabei für ein zylindrisches Problem (im Fall 1) die Beziehung

$$a\,\lambda = 0{,}4264 \cdot 10^6 \left(\frac{T_e m_e}{m_p}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{613}$$

aufgestellt. Hier ist a der Röhrenhalbmesser und λ die Anzahl der Ionisierungsstöße, die ein Elektron in einer Sekunde vollführt. Die Gleichung vom Typ (613) nennen LANGMUIR und TONKS die *Bilanzgleichung des Plasmas.*

Solche Gleichungen können auch für andere Spezialfälle aufgestellt werden und liefern eine Beziehung zwischen der Bildungsgeschwindigkeit der Ionen und der Elektronentemperatur im Plasma.

Die Berechnung der Stromdichte i_p der zur Wandung fliegenden positiven Ionen ergibt die Beziehung

$$a^\beta\, i_p = \int_0^x e\, N_r\, r^\beta\, dr\,. \tag{614}$$

Diese Beziehung, die für einzelne besondere Fälle berechnet wurde, führt zusammen mit der entsprechenden Bilanzgleichung vom Typ (613) zu einer Beziehung, die i_p mit den verschiedenen Parametern der Entladung verbindet. Sie wird von LANGMUIR und TONKS die *Gleichung des positiven Ionenstromes* genannt. Eine derartige Gleichung gibt die Möglichkeit, aus dem experimentell bestimmten Wert für i_p die Elektronenkonzentration n_0 im Zentrum des Plasmas, im Punkte des Potentialmaximums, zu bestimmen.

Weitere Berechnungen führen zu Formeln für die Potentialdifferenz zwischen dem maximalen Wert des Potentials im Plasma und dem Potential der Wandung V_w, z. B. (zylindrische Röhre, große freie Weglänge, Ionisierung proportional der Elektronenkonzentration, Quecksilberdampfentladung) zur Formel

$$-\frac{e V_w}{k T_e} = 6{,}45 - \ln\,(1 - \varrho_e)\,, \tag{615}$$

wobei ϱ_e der Reflexionskoeffizient der Elektronen an den Wandungen ist.

Von der Lösung spezieller Probleme zu der allgemeinen Theorie des Plasmas übergehend, teilen LANGMUIR und TONKS alle das Plasma charakterisierenden Größen in unabhängige, das sind von vornherein vorgegebene Entladungsparameter, und in von der Wahl dieser Parameter abhängige Größen ein. Die vorgegebenen Parameter sind: Der Halbmesser a der Entladungsröhre, der Gasdruck P, die Temperatur der Röhrenwandungen, die (bei einer mit dem Halbmesser vergleichbaren freien Weglänge) mit der Temperatur T_g des Neutralgases übereinstimmt, und endlich der Entladungsstrom i, bedingt durch einen äußeren Widerstand. Die abhängigen Veränderlichen, welche die Theorie durch die vorgegebenen Entladungsparameter auszudrücken versucht, sind der Potentialgradient E_z, die Elektronenkonzentration n_0 in der Röhrenachse, die Elektronentemperatur T_e, die Stromdichte i_p der positiven Ionen in Richtung auf die Wandungen der Röhre und die pro s von einem Elektron gebildeten Ionen λ.

Zur Bestimmung der fünf abhängigen Veränderlichen schlagen LANGMUIR und TONKS fünf Gleichungen vor. Die ersten vier sind: 1. Die Bilanzgleichung des Plasmas vom Typ (613); 2. die Gleichung des positiven Ionenstromes vom Typ (614); 3. die Beweglichkeitsgleichung der Elektronen, für die LANGMUIR und TONKS die Formel von LANGEVIN vorschlagen:

$$K_e = 0{,}75 \frac{e\, l_e}{m_e\, v_e}, \tag{616}$$

worin l_e die mittlere freie Weglänge der Elektronen und v_e ihre mittlere thermische Geschwindigkeit ist; 4. *die Gleichung für die Ionenbildung*, die die Zahl λ bestimmt. Indem sie die Ionisierungswahrscheinlichkeit beim Einzelstoß proportional der Differenz zwischen dem der Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons äquivalenten Potential und dem Ionisierungspotential des Gases voraussetzen, finden LANGMUIR und TONKS für λ den Ausdruck

$$\lambda = 6{,}70 \cdot 10^7 \beta_1 \frac{P}{T_g} \left(\frac{k T_e}{e}\right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left(\frac{2}{3} + \frac{U_i e}{k T_e}\right) e^{-\frac{U_i e}{k T_e}}, \tag{617}$$

worin P und T_g der Druck und die Temperatur des neutralen Gases und β_1 ein konstanter, experimentell zu bestimmender Faktor sind.

Die fünfte Gleichung muß die Energiebilanzgleichung des Plasmas sein. Zur Formulierung dieser Gleichung hatten sich LANGMUIR und TONKS bei der Entwicklung ihrer Theorie noch nicht entschlossen; diese Lücke ihrer Theorie füllte DRUYVESTEYN aus.

Die pro cm der Entladungsstrecke zugeführte Stromenergie wird nach DRUYVESTEYN durch die Strahlungsenergie $\mathcal{E}_R$ und die Wärmeenergie $\mathcal{E}_w$ infolge der Wandverluste abgeführt. Für $\mathcal{E}_w$ schreibt DRUYVESTEYN den Ausdruck

$$\mathcal{E}_w = i_w\, 2\pi a \left[U_i + \frac{4}{3} v_0 + (V_R - V_w)\right], \tag{618}$$

worin i_w die Dichte des Ionenstromes zu den Wandungen (ambipolarer Diffusionsstrom), $V_R - V_w$ die Potentialdifferenz zwischen der Wandung und dem angrenzenden Plasma, $\frac{4}{3} \cdot i_w \cdot v_0$ die thermische Bewegungsenergie der Elektronen, die auf 1 cm² der Wandung auftreffen (nach LANGMUIR [1585]), v_0 die mittlere Elektronenenergie in eV und U_i das Ionisierungspotential des Gases sind.

Durch Berechnung von $\mathcal{E}_w$ nach (618) und Messung von $\mathcal{E}_R$ konnte DRUYVESTEYN experimentell zeigen, daß in der positiven Säule von Natriumdampf bei 273° C und 287° C $\mathcal{E}_w + \mathcal{E}_R$ innerhalb der Meßgenauigkeit tatsächlich der Stromleistung $I E_z$ entspricht. Bei 225° C ist $\mathcal{E}_w + \mathcal{E}_R > I \cdot E_z$, was auf eine zusätzliche Energiezuführung in der allgemeinen Bilanz auf Kosten der aus den kathodischen Entladungsteilen in das Plasma eindringenden schnellen Elektronen hinweist. Bei Neonentladungen (Druck von einigen Torr bis zu 80 Torr) berücksichtigt DRUYVESTEYN die Erwärmung des Gases infolge elastischer Stöße von Elektronen mit Gasatomen und vervollständigt die Energiebilanzgleichung folgendermaßen:

$$I E_z = \mathcal{E}_R + i_w 2\pi a \left(U_i + \frac{4}{3} v_0 + V_R - V_w\right) + C \frac{n_e v_0^{\frac{3}{2}} a^2}{l_e}. \tag{619}$$

Unter Anwendung der Methode von LANGMUIR und TONKS führt DRUYVESTEYN für die sechs zu bestimmenden Unbekannten vier von den Größen ein, mit denen LANGMUIR und TONKS operieren, n_e, v_0 (anstatt T_e), E_z und i_w, und dazu die Konzentration n_a der angeregten Atome, die die Strahlung des Plasmas hervorrufen, und die pro cm der Entladungsstrecke ausgestrahlte Energie $\mathcal{E}_R$.

Für angeregte Atome vereinfacht DRUYVESTEYN das Problem und nimmt an, daß nur Atome in einem einzigen angeregten Zustand vorhanden sind; Atome in den übrigen angeregten Zuständen soll es so wenig geben, daß man sie vernachlässigen kann. Abgesehen von Gl. (619) formulierte er die fünf weiteren Beziehungen zwischen den Parametern des Plasmas.

Die Gleichung für die Ionenbildung:

$$\frac{K_p}{a^2} = A \frac{n}{\sqrt{v_0}}\left(1 + \frac{4}{3}\frac{v_0}{U_i}\right) e^{-\frac{3}{2}\frac{U_i}{v_0}} + B \frac{n_a}{\sqrt{v_0}}\left(1 + \frac{4 v_0}{3(U_i - U_a)}\right) e^{-\frac{3}{2}\frac{U_i - U_a}{U_i}}, \tag{620}$$

wo U_a das Anregungspotential des Gases ist.

Die Gleichung der Entladungsstromdichte:

$$i = D \frac{\lambda_e n_e a^2}{\sqrt{v_0}} E. \tag{621}$$

Die Gleichung der ambipolaren Diffusion, welche der Gleichung für den positiven Ionenstrom von LANGMUIR und TONKS entspricht:

$$i_w = F K_p v_0 n_e. \tag{622}$$

Die Gleichung für die ausgestrahlte Energie:

$$\mathcal{E}_R = f(n_a, n). \tag{623}$$

Unter der Annahme, daß keine Stöße zweiter Art vorkommen, schreibt DRUYVESTEYN die letzte Gleichung in der Form:

$$\mathcal{E}_R = G n n_e a^2 \sqrt{v_0}\left(1 + \frac{2}{3}\frac{U_a}{v_0}\right) e^{-\frac{3}{2}\frac{U_a}{v_0}}. \tag{624}$$

Die Gleichung zur Bestimmung angeregter Atome in 1 cm³ des Plasmas:

$$n_a = g(n_e, v_0, n). \tag{625}$$

Die Ausdrücke für die Funktion g in (625) sowie für die Funktion f in (623) sind im allgemeinen unbekannt. In allen diesen Gleichungen können A, B, C, D, F, G

sowie die Beweglichkeit K_p der positiven Ionen und die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_e prinzipiell aus den atomaren Konstanten des Gases bestimmt werden (d. h. aus den Funktionen für die Ionisierung und Anregung, dem Wirkungsquerschnitt usw.); n ist die Anzahl der neutralen Atome pro cm^3; U_a ist das Anregungspotential des Gases.

Um die Theorie mit dem Experiment zu vergleichen, löst DRUYVESTEYN seine Gleichungen, wobei er bestimmte Glieder vernachlässigt. Die Übereinstimmung der berechneten Werte für v_0 und E_z mit den experimentell gefundenen ist genügend gut.

Ein bedeutender Schritt vorwärts in dieser Theorie ist die Berücksichtigung der Stufenionisierung und insbesondere der angeregten Atome in der Entladung [1485, 1586].

B. N. KLARFELD führte die Lösung des Plasmaproblems nach der Methode von LANGMUIR und TONKS für den Fall sehr kleiner Gasdichte zu Ende [1566, S. 200; 1605]. Hierzu mußte er folgende vereinfachenden Voraussetzungen machen:

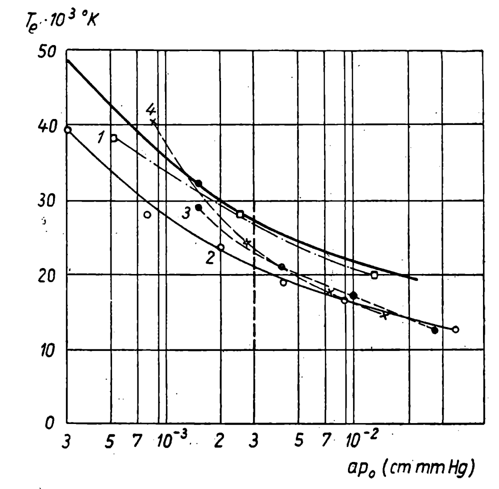


Abb. 211. Vergleich des theoretischen Verlaufs nach KLARFELD für die Elektronentemperatur T_e in Abhängigkeit vom Produkt ap_0 aus Röhrenradius und Gasdruck mit den experimentellen Ergebnissen. Kurve 1 nach KILLIAN, Kurve 2 nach GRANOWSKI (Durchmesser der positiven Säule 65 mm, Stromstärke $I = 1$ A), Kurven 3 und 4 nach Versuchen von KLARFELD (Durchmesser der Säule 32 mm, die Stromstärke betrug 3 A bzw. 1 A)

1. Die Gasdichte ist dermaßen gering, daß die positiven Ionen die Wandungen der Röhre ohne Stöße mit den Gasatomen erreichen.

2. Die Entladungsstromstärke ist so klein, daß man die Prozesse der Stufenionisierung und der Stufenanregung sowie die Ionisierung und Anregung durch unelastische Stöße nicht zu beachten braucht.

3. Die Rekombination der Elektronen und positiven Ionen geschieht ausnahmslos auf den Wandungen der Röhre.

4. Die Elektronen besitzen eine MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung. Die Dichteverteilung der Elektronen über den Querschnitt der positiven Säule folgt dem BOLTZMANN-Gesetz.

5. Außerdem benutzte KLARFELD den Umstand, daß bei äußerst niedrigen Gasdrucken die in die Gleichung eingehende Größe $\frac{2kT_e}{e}$ (wo T_e die Elektronentemperatur ist) für das gegebene Gas annähernd konstant ist und etwa den Wert des Ionisierungspotentials U_i des Gases hat; deshalb setzt KLARFELD für den Ausdruck $\left(U_i + \frac{2kT_e}{e}\right)$ einfach $2\,U_i$. Die von ihm durchgeführte Kontrollrechnung zeigt, daß der Fehler für den Wert von T_e bei Anwendung dieser Vereinfachung 2%—3% nicht übersteigt und daß die hieraus entstehenden Abweichungen von den genauen Werten aller

berechneten Größen im Bereich der Meßgenauigkeit dieser Größen liegen müssen.

Für eine Quecksilberdampfentladung bei einem Druck von $p = 1{,}2 \cdot 10^{-4}$ Torr, einen Röhrenhalbmesser von $a = 1{,}6$ cm und einen Entladungsstrom $I = 3$ A findet KLARFELD:

Tabelle 34

	T_e [°K]	n_e [El/cm³]	I_p [mA/cm²]	α	E [V/cm]
Theoretische Werte	54 500	$4{,}5 \cdot 10^{11}$	0,72	$103 \cdot 10^3$	0,95
Experimentelle Werte	40 000	$5{,}2 \cdot 10^{11}$	0,69	$84 \cdot 10^3$	1,06

Hier ist n_e die Elektronenkonzentration in der Röhrenachse, I_p die Dichte des Ionenstromes zur Wandung, α die Zahl der Ionisierungsakte pro Elektron und Sekunde im Plasma und E die elektrische Längsfeldstärke.

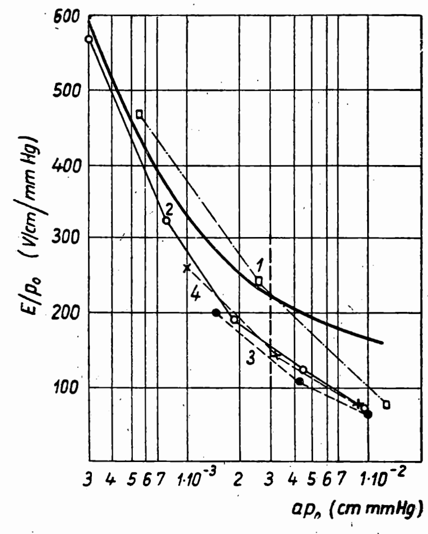


Abb. 212. Vergleich des theoretischen Verlaufs nach KLARFELD für das Verhältnis E/p_0 (E = Längsfeldstärke) in der positiven Säule in Abhängigkeit vom Produkt ap_0. Die Bezeichnungen der experimentellen Kurven sind die gleichen wie in Abb. 211.

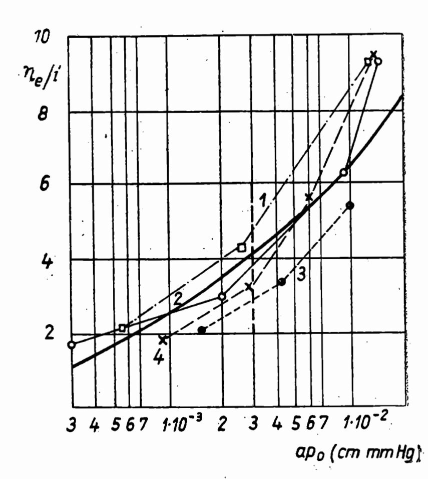


Abb. 213. Vergleich des theoretischen Verlaufs nach KLARFELD für das Verhältnis aus Elektronenkonzentration und Stromdichte in Abhängigkeit von ap_0 mit den experimentellen Ergebnissen. (Die Bezeichnungen der experimentellen Kurven sind die gleichen wie in Abb. 211.)

Aus diesen Angaben, wie auch aus den Daten, die er für Helium erhielt, kommt KLARFELD zu der Schlußfolgerung, daß die Theorie quantitativ richtig die Vorgänge in der positiven Säule beschreibt und große Perspektiven besitzt. Deshalb

dehnte er in seinen weiteren Arbeiten, unter Verwerfung der Vereinfachung (5) in [1604], die quantitative Lösung des Problems auf eine Quecksilberdampfentladung bis zu dem Bereich $a\,p_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ cm Torr (a ist hier der Röhrenhalbmesser, p_0 der Gasdruck bei 0° C) und bis zu einer Stromdichte von 1 A/cm² aus, wofür die Annahmen 1, 2, 3 und 4 noch Geltung haben.

In den Abb. 211, 212 und 213 ist ein Vergleich der berechneten und der experimentell ermittelten Werte von T_e, $\frac{E_z}{p_0}$ und $\frac{n_e}{i}$ in Abhängigkeit vom Produkt $a\,p_0$ gegeben; E_z ist hier die Längsfeldstärke der positiven Säule. Die ausgezogenen Kurven entsprechen den errechneten Werten, die gestrichelten den experimentellen. Wie man aus diesen Abbildungen ersieht, entspricht der Gang der berechneten Kurven gut dem Verlauf der experimentellen. Darüber hinaus kann qualitativ der Verlauf der Parameter im Plasma beurteilt werden, auch bei größeren Werten von $a\,p_0$, mit Rücksicht auf die Prozesse, die in die Annahmen 1—4 nicht hineinpassen. Über die Bewegung der Elektronen im Plasma und über ihre Geschwindigkeitsverteilung siehe auch [1651—1653, 1667].

Einen wesentlichen Einfluß auf die Parameter des Plasmas üben Beimischungen zum Grundgas aus [1587, 1588, 1598, 2497].

Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Prozesse im Plasma wurde von G. W. Spiwack und seinen Schülern studiert [1611—1615, 1656, 1657, 1669]. Arbeiten anderer Verfasser über den Einfluß eines Magnetfeldes auf die Entladung und die magnetischen Eigenschaften des Plasmas siehe [1629—1633, 1654, 1666]. Arbeiten über verschiedene Probleme des Plasmas siehe auch [1605—1610, 1597, 1654, 1616 bis 1626, 1634—1647, 1658, 1665, 1668, 2493].

§ 5. Elektrische Schwingungen im Plasma

Die Möglichkeit zur Anregung von elektrischen Schwingungen im Plasma wurden erstmals im Jahre 1929 experimentell festgestellt [1599, 1589—1593][1]. Die Schwingungen wurden mit Hilfe einer Lecher-Leitung, die an eine der Hauptelektroden oder an eine Metallplatte an der Außenwandung der Röhre angeschlossen wurde, oder durch speziell in das Innere der Röhre eingeführte Elektroden entdeckt.

Die elementare Erklärung, die Langmuir und Tonks der Entstehung von Schwingungen im Plasma geben, besteht in folgendem: Da infolge der kleinen Masse der Elektronen ihre thermische Geschwindigkeit sowie ihre Fortbewegungsgeschwindigkeit im elektrischen Feld viel größer ist als für die Ionen, so kann man die Ionen im Vergleich mit den Elektronen als unbeweglich ansehen. Eine Anzahl von Elektronen im Plasma wird in Richtung der X-Achse verschoben, wobei die Verschiebung $\xi(x)$ der einzelnen Elektronen eine Funktion der Koordinate x sei. An den beiden begrenzenden Ebenen der Schicht sei $\xi(x) = 0$, d. h., eine Verschiebung findet außerhalb dieser Grenzen nicht statt. Es ist leicht zu sehen, daß eine Dichteänderung Δn

[1] In der Zeitschrift für Physik 35 (1925), 129—154, veröffentlichte N. Kapzow die Arbeit: „Über die kurzwelligen Schwingungen von Quecksilberdampf enthaltenden Elektronenröhren.“ Hierbei werden u. a. zweifellos Plasmaschwingungen nachgewiesen, ohne jedoch als solche bezeichnet zu werden. Diese Tatsache ist erwähnenswert, weil sie bis auf Penning [1594] in der späteren Literatur keine Berücksichtigung findet. (Die Red.)

der Elektronen infolge ihrer Verschiebung in der dünnen Schicht dx durch die Elektronenkonzentration n im gegebenen Punkt folgendermaßen ausgedrückt werden kann:

$$\Delta n = n \frac{d\xi}{dx}. \tag{626}$$

Das durch diese Veränderung hervorgerufene Feld wird durch die POISSONsche Gleichung bestimmt:

$$\nabla^2 V = -4\pi\varrho \tag{627}$$

oder

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e \Delta n = 4\pi n e \frac{d\xi}{dx},$$

wo E die Feldstärke und $e\Delta n$ der Überschuß der positiven Ladung ist. Hieraus folgt für die Feldstärke: $E = 4\pi ne\,\xi$, während die Bewegungsgleichung des Elektrons

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} + 4\pi n e^2 \xi = 0 \tag{628}$$

ist, was zu einer Schwingung mit der Frequenz

$$\nu_e = \left(\frac{ne^2}{\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} = 8980\, n^{\frac{1}{2}} \tag{629}$$

führt.

Außer diesen vereinfachten Berechnungen finden wir in der Originalarbeit von LANGMUIR und TONKS auch eine strengere Lösung des Problems mit Hilfe der MAXWELLschen Gleichungen. Diese strengere Theorie bestätigt die oben angeführten vereinfachten Berechnungen.

Den gewöhnlich bei Versuchen vorliegenden Werten für die Elektronenkonzentration entspricht eine durch Gleichung (629) gegebene Frequenz ν_e im Dezimeter- und Zentimeterwellengebiet ($\nu \approx 10^9 - 10^{11}$). In ihren Versuchen haben LANGMUIR und TONKS [1599] das Vorhandensein von Schwingungen im Plasma einer Gasentladung mit Wellenlängen von 30—80 cm festgestellt. Der Beziehung (629) entsprechende Schwingungen im Plasma wurden auch von anderen Experimentatoren festgestellt [1565, 1594].

Die gleiche Theorie führt auch zur Möglichkeit von Schwingungen im Plasma, die durch eine Verschiebung positiver Ionen hervorgerufen werden. Die Wellenlänge dieser Schwingungen kann in weiten Bereichen liegen, von annähernd einigen zehn Metern bis zu Schallwellenlängen. Die Ionenschwingungen des Plasmas besitzen eine geringe Amplitude und sind wegen den in der Entladung auftretenden Schwankungserscheinungen schwer in reiner Form nachzuweisen. Daher wird der von einigen Verfassern experimentell geführte Nachweis solcher Schwingungen [1595] von anderen unter Vorbehalt aufgenommen [1596].

Das Problem der Plasmaschwingungen wurde von LANGMUIR und TONKS weiter bearbeitet. Insbesondere sind die Fragen zur Erfassung des Elektronengasdruckes oder mit anderen Worten, die Schwingungen des Elektronengases unter dem Einfluß hydrodynamischer Kräfte, hervorgerufen durch eine Veränderung der Dichte des Gases in irgendeinem Teil des von ihm eingenommenen Volumens, behandelt worden [1596]. Diese longitudinalen „Schall"-Schwingungen des Elektronengases müßten zur Entstehung von elektromagnetischen, sich im Plasma ausbreitenden Wellen führen, während die Schwingungen von LANGMUIR und TONKS nicht zur Wellen-

ausbreitung innerhalb des Plasmas führen. Berechnungen zeigten, daß unter üblichen Bedingungen der Druck des Elektronengases für die Entstehung fortschreitender Wellen eine nebensächliche Rolle spielt.

Bezüglich der Ionen kompliziert sich die entsprechende Erscheinung infolge der Wechselwirkung der Ionen mit den Elektronen. Sie können einen intensiven Energieaustausch zwischen den verschiedenen Zonen des Plasmas hervorrufen und führen zum Vorhandensein eines breiten Spektrums der Ionenschwingungen im Plasma. Eine eingehendere Betrachtung dieser sowie einiger anderer Probleme des Plasmas kann man in der Übersicht [1565] und in der dort zitierten Literatur finden. In den letzten Jahren wurden die Schwingungseigenschaften des Plasmas in den Arbeiten von WLASSOW [1570, 1660—1662] neu beleuchtet. Hierbei werden Ensembles, d. h. größere Gruppen von Ladungsträgern betrachtet, wobei nicht nur die sogenannten *paarweisen Stöße*, sondern auch die Fernwirkungen der Teilchen untereinander berücksichtigt werden.

Die im Plasma entstehenden Schwingungen darf man nicht mit den in § 7 beschriebenen Schwingungen im Niedervoltbogen verwechseln, die durch Schwankungen des Anodenpotentials in Abhängigkeit von den Schwingungen des Stromes hervorgerufen werden. Wie LANGMUIR betont, hängen die Plasmaschwingungen nicht von L, C und R des äußeren Stromkreises ab. Über Plasmaschwingungen siehe auch [1648—1650, 1663, 1666, 1670, 1600, 1680—1683, 2494, 2495].

§ 6. Relaxationszeit und Relaxationslänge im Plasma

Das Gasentladungsplasma ist ein System aus einer großen Anzahl von verschiedenartigen Teilchen. Wenn dieses System auch nicht isotherm ist, so tritt in ihm doch ein bestimmtes dynamisches Gleichgewicht auf, das darin zum Ausdruck kommt, daß die der Entladung pro Zeiteinheit zugeführte Energie der vom Plasma an die Umgebung in Form von Wärme und Strahlung abgegebenen Energie gleich ist. Unter den das Gasentladungsplasma bildenden Teilchen jeglicher Art stellt sich eine bestimmte Geschwindigkeits- und Energieverteilung ein, die über die ganze Dauer eines gegebenen Plasmazustandes statistisch unverändert bleibt. In diesem Sinne kann von einem Gleichgewichtszustand des Plasmas gesprochen werden, obwohl es der Verteilung nach Energien oder nach Geschwindigkeiten in einem sich selbst überlassenen isothermen System, das in jeder Hinsicht im Gleichgewicht ist, nicht entspricht.

Es erhebt sich die Frage, unter welcher Wirkung, welchen Ursachen, welchem inneren Mechanismus im Gasentladungsplasma stellt sich das statistische Gleichgewicht im obigen Sinne dieses Wortes ein? Die Antwort auf diese Frage erscheint im ersten Augenblick sehr einfach. Das Gleichgewicht und die Geschwindigkeitsverteilung stellen sich infolge der ständigen Wechselwirkung aller das Plasma bildenden Teilchen sowohl untereinander als auch mit dem äußeren Feld als auch mit den Strahlungsquanten im Plasma selbst und der von außen eindringenden ein. In dieser Form ist die Antwort qualitativ richtig. Die quantitative Präzisierung der im Plasma vorkommenden Geschehnisse stieß jedoch auf große Schwierigkeiten.

Bringt man ein Plasma aus dem Gleichgewichtszustand, beispielsweise durch Entfernung der schnellsten Elektronen aus irgendeinem seiner Gebiete mit Hilfe einer entsprechend geladenen Sonde, so wird das gestörte Gleichgewicht des Plasmas unter

der Wirkung derselben Ursachen und des gleichen Mechanismus, die das Plasma bei seiner Entstehung geschaffen haben, von neuem wiederhergestellt. Die Zeit, in der sich von neuem ein Gleichgewichtszustand einstellt, heißt *Relaxationszeit* (analog anderen physikalischen Erscheinungen). Das gestörte Gleichgewicht stellt sich nicht nur zeitlich, sondern auch räumlich ein: In einiger Entfernung ist der Einfluß der das Gleichgewicht störenden Sonde nicht mehr spürbar; die Geschwindigkeitsverteilung ist die gleiche wie ohne Sonde. Diese Entfernung heißt *Relaxationslänge.*

Genauer gesagt, geht die Wiederherstellung des Gleichgewichtes eines gestörten statistischen Systemes asymptotisch vor sich. Doch wie in allen ähnlichen Fällen, kann man von einer Zeit und einer Länge der Relaxation sprechen, wenn man eine Zeit und eine Länge bestimmt, nach der die Störung des Zustandes praktisch nicht mehr zu merken ist. Bei der Berechnung der Zeit oder der Länge der Relaxation fragt man nach der Abnahme der Abweichung irgendeiner Größe von ihrem Wert im ungestörten Plasma.

Schätzt man die Wirksamkeit der verschiedenen elementaren Energieaustauschprozesse im Plasma ab, so kann man theoretisch die Relaxationszeit und die Relaxationslänge berechnen. Die letzte Größe kann man experimentell feststellen, indem man den Plasmazustand in verschiedenen Abständen von der Störsonde durch andere Sonden untersucht. Schon in seinen ersten Arbeiten zur Untersuchung des Gasentladungsplasmas mit Hilfe von Sondencharakteristiken stellte LANGMUIR fest, daß die experimentellen Werte der Relaxationslänge nur einen Bruchteil der auf Grund von Stoßprozessen der Elektronen mit den anderen Partikeln des Plasmas berechneten Werte betragen [1601].

Welche Prozesse führen nun zu einer derart schnellen Wiederherstellung des statistischen Gleichgewichtes im Plasma? Die von LANGMUIR durchgeführte Abschätzung der möglichen Elementarprozesse führte nicht zum gewünschten Ergebnis. Deshalb äußerte er die Vermutung, daß die schnelle Herstellung des Gleichgewichtszustandes im Plasma durch die im Plasma entstehenden elektrischen Schwingungen geschieht. Eingehendere Berechnungen haben jedoch bald gezeigt, daß es auch mit Hochfrequenzschwingungen nicht möglich ist, die experimentell beobachteten kleinen Werte für die Relaxationszeit und die Relaxationslänge im Plasma quantitativ zu erklären. Darauf kam LANGMUIR auf den Gedanken [1572], daß hier die Wechselwirkung der Elektronen mit den Mikrofeldern des Plasmas die Ursache für eine stete Änderung der Richtung und Geschwindigkeit eines Elektrons ist. Die freie Weglänge eines Elektrons im Plasma wird sehr klein, und ein Elektron erleidet gleichsam eine große Anzahl von Stößen. GABOR [1571] entwarf hierzu eine mathematische Theorie. Doch die GABORsche Theorie rief eine Reihe von Widersprüchen hervor und erwies sich schließlich ebenfalls als ungenügend. Eine quantitative Erklärung der kleinen Relaxationslänge ist heute auf Grund der oben erwähnten Theorie von A. A. WLASSOW [1570] möglich.

§ 7. Der Niedervoltbogen

Niedervoltbogen heißt eine Entladung, die bei fremdgeheizter Kathode und kleiner Elektrodenspannung auftritt.

Unter gewöhnlichen Umständen ist die Spannung, durch die eine Entladung unterhalten wird, nicht niedriger als die Ionisierungsspannung des Gases, in dem die Ent-

ladung vor sich geht. Im Niedervoltbogen wird die Entladung bei einem niedrigeren Potential als dem Ionisierungspotential des Gases unterhalten. Ist das Potential nicht nur niedriger als das Ionisierungspotential des Gases, sondern auch als sein erstes Anregungspotential, so spricht man vom *anomalen Niedervoltbogen.* Liegt die Brennspannung im Bereich zwischen dem ersten Anregungspotential und dem Ionisierungspotential, so heißt ein solcher Niedervoltbogen *normal.* Zur Veranschaulichung führen wir in der Tabelle 35 Zahlen an, die den Niedervoltbogen in verschiedenen Gasen charakterisieren.

Tabelle 35

Gas	Kleinste beobachtete Brennspannung [V]	Ionisierungspotential des Gases [V]	Kleinstes Anregungspotential des Gases [V]
Helium	3,5	24,5	19,77
Argon	3	15,7	11,5
Neon	7,5	21,5	16,6
Quecksilber	1,7	10,4	4,7
Kalium	0,5	4,32	1,55
Natrium	0,5	5,12	2,12

Im Niedervoltbogen werden Schwingungen beobachtet [1659]. An der Kathode des Niedervoltbogens existiert immer eine negative Raumladung, da der volle Strom der thermischen Elektronenemission von der Kathode in diesem Bogen immer größer ist als der Entladungsstrom, und ein Teil der von der Kathode emittierten Elektronen kehrt zur Kathode zurück. Bei einer Anodenspannung, die für die Ionisierung des Gases ausreicht, zerstreuen die positiven Ionen die negative Raumladung an der Kathode, und der Anodenstrom vergrößert sich. Diese Stromvergrößerung vergrößert den Spannungsabfall im Entladungsstromkreis. Dadurch vermindert sich die Spannung an der Röhre solange, bis die Ionisierung unterbrochen wird. Dann vergrößert sich wiederum die negative Raumladung an der Kathode, der Strom zur Anode wird kleiner, das Anodenpotential wächst an, die Ionisierung tritt wieder ein, und der ganze Prozeß wiederholt sich. Die Frequenz dieser Schwingungen folgt nicht der THOMSON-Formel, sondern wird in erster Linie vom Betriebszustand des Bogens bestimmt. Die Frequenz nimmt mit einer Erhöhung der Kathodentemperatur und mit einer Erhöhung des Gasdruckes ab. Untersuchungen, die beim Niedervoltbogen im Argon nach der Methode der Sondencharakteristiken durchgeführt wurden, zeigten eine positive Raumladung in geringem Abstand von der Kathode. Das Potential ergab sich in gewissen Punkten zwischen Kathode und Anode höher als das Anodenpotential (Abb. 214). Zwischen dem Punkt P und der Anode hat das Feld entgegengesetzte Richtung.

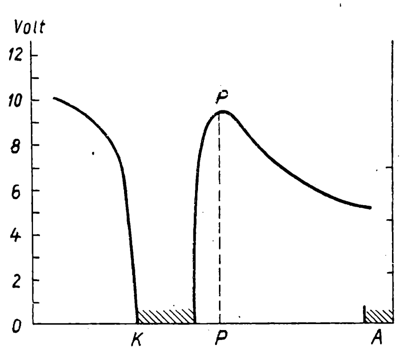


Abb. 214. Anomale Potentialverteilung im Plasma nach COMPTON und ECKART

Die Existenzmöglichkeit des normalen Niedervoltbogens kann durch das Auftreten einer Stufenionisierung sowie durch den Schwingungszustand des Bogens erklärt werden. Der Gleichspannungsmesser, mit dem die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode bestimmt wird, zeigt bei Schwingungen lediglich einen gewissen Mittelwert des Potentials der Anode in bezug auf die Kathode an. In einzelnen Phasen einer Schwingung kann dieses Potential größer sein als das Ionisierungspotential des Gases, was auch jedesmal zur Entstehung einer Entladung führt, die infolge der hohen Schwingungsfrequenz kontinuierlich zu sein scheint.

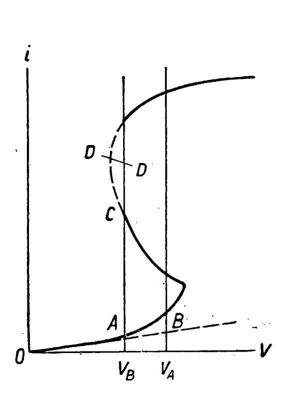


Abb. 215. Charakteristik des Niedervoltbogens

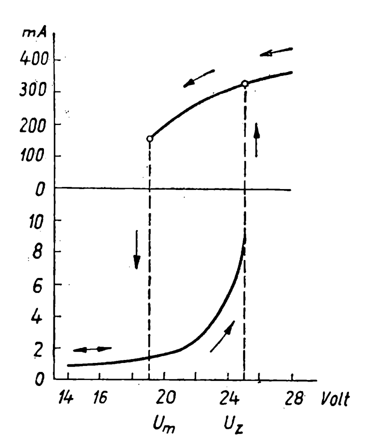


Abb. 216. Charakteristik des Niedervoltbogens; Hysteresis

Der Fall des *anomalen* Niedervoltbogens läuft ebenfalls auf das Vorhandensein von Schwingungen hinaus, bei denen die Spannung an der Anode nicht die Größe des Ionisierungspotentials erreicht, jedoch die Amplitude der Schwingung größer sein kann als das kleinste Anregungspotential U_0 des Gases. Genauso führt der Fall des anomalen Bogens auf den Fall des normalen zurück, wenn im Bogen eine Potentialverteilung existiert, wie sie in Abb. 214 dargestellt ist.

Die Form der Charakteristik des Niedervoltbogens hängt sehr stark von den Bedingungen des äußeren Stromkreises der Entladungsröhre ab. Typische Beispiele für die Charakteristiken von Niedervoltbögen sind in den Abb. 215 und 216 angeführt. Die Kurve der Abb. 215 besitzt einen ausgeprägten abfallenden Teil *BC* und dann einen unbestimmten, dem Schwingungszustand der Entladung entsprechenden Teil *D*. In Abb. 216 ist die Hysteresiserscheinung des Stromes und der Unterschied zwischen der kleinsten Brennspannung U_m und dem Zündpotential U_z gezeigt. Im Niedervoltbogen stellt der gesamte Entladungsraum ein Gasentladungsplasma dar, mit Ausnahme der verhältnismäßig dünnen Raumladungsschichten an den Elektroden.

Die Entladungen mit geheizten Kathoden zeichnen sich durch eine große Stromdichte, durch kleinen Kathodenfall und kleine Zündspannung aus, die viel niedriger liegt als bei der Entladung mit kalten Elektroden. Um einen derartigen Entladungstypus bei nicht zu hohen Temperaturen der Kathode zu erhalten, benutzt man die

verstärkte Emission der Oxydkathoden. Bei mehr oder weniger merklicher Emission der Kathode verliert der Entladungsübergang aus dem unselbständigen in den selbständigen Zustand seine Sprunghaftigkeit, und mit der Vergrößerung des Emissionsstromes wird der Übergang immer kontinuierlicher.

Langmuir [1601] untersuchte Quecksilberdampfentladungen mit Glühkathoden nach der Sondenmethode und zog aus der Analyse der Sondencharakteristik den Schluß, daß bei niedrigem Gasdruck im Plasma drei Arten von Elektronen vorhanden sind. *Primäre* oder *schnelle* Elektronen werden von der Kathode emittiert, erlangen große Geschwindigkeiten, indem sie in der Kathodenschicht den Kathodenfall durchlaufen und verlieren nur allmählich diese Geschwindigkeiten durch Stöße mit den Atomen und Molekülen im Plasma. Dieser gerichteten Elektronenbewegung ist eine ungeordnete Bewegung mit Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung überlagert. Die *„sekundären“ Elektronen* stellen nach allen Seiten hin gestreute und nicht mehr gerichtete Primärelektronen dar. Die Geschwindigkeit ihrer thermischen Bewegung ist immer noch groß. Die *langsamen* oder *Plasmaelektronen* sind die dritte Elektronengruppe mit kleineren mittleren thermischen Geschwindigkeiten, die durch die gewöhnliche Gasionisierung infolge der Primärelektronen entstanden ist.

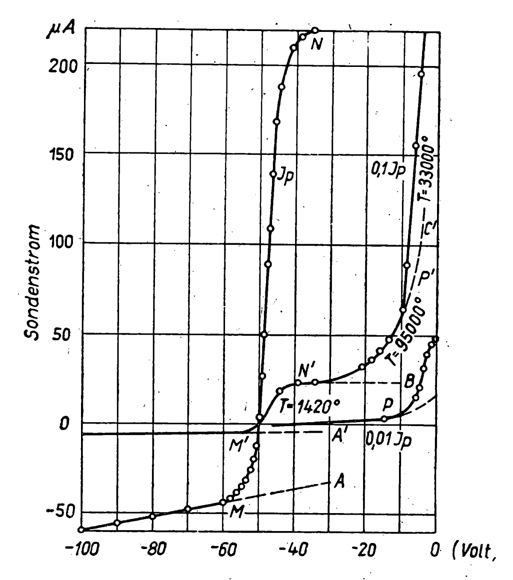


Abb. 217. Sondenstrom-Charakteristik

In Abb. 217 zeigen wir die Sondencharakteristiken für einen typischen von Langmuir geklärten Fall. Die drei einzelnen Zweige der Kurve entsprechen in dieser Zeichnung drei verschiedenen Maßstäben auf der Ordinatenachse (Sondenstrom), die sich zueinander wie 0,01 : 0,1 : 1 verhalten. Die gestrichelten Linien $M\ A$ und $M'A'$ entsprechen dem Ionenstrom, den man vom Gesamtstrom abziehen muß, um den Elektronenstrom zu erhalten. Das Potential der Anode ist mit Null angenommen. Die Kurven beziehen sich auf ein Kathodenpotential von — 50 V, einen Quecksilberdampfdruck bei 0° C, einen Entladungsstrom von 10^{-2} A und 3 cm Abstand der ebenen Sonde von der Kathode.

Die Sonde beginnt bei einem Potential von — 59 V merklich Elektronen einzufangen. Eine große Anzahl der Elektronen hat Geschwindigkeiten zwischen 52 V und 59 V, ungeachtet des beschleunigenden Feldes von nur 50 V. Bei einem Sondenpotential von annähernd —40 V (Punkte N und N') werden alle primären Elektronen von der Sonde eingefangen, und man erhält gewissermaßen einen Sättigungsstrom, dessen Extrapolation die gestrichelte Linie $N'B$ ergibt. Die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen ergab sich ungefähr zu 47 V. Nach der Subtraktion der Ordinaten der Sättigungsgeraden $N'B$ von den Ordinaten der Kurve $N'P'$ an den entsprechen-

den Punkten findet LANGMUIR den Strom, der den sekundären Elektronen entspricht. Der Logarithmus dieses Stromes ergibt eine gerade Linie im Bereich des Sondenpotentials von — 30 V bis — 12 V (Linie D, Abb. 218). Von — 12 V an überlagert sich dem Strom der „sekundären“ Elektronen ein Strom von langsamen Elektronen. Um die Werte dieses Stromes zu finden, extrapoliert LANGMUIR die Gerade D der Abb. 218 und trägt die ihr entsprechende gestrichelte Linie PC oder $P'C'$ in die Abb. 217 ein. Die Subtraktion der Ordinaten dieser Linie von den Ordinaten der Kurve des Gesamtstromes ergibt den Strom der langsamen Elektronen, die Gerade E in Abb. 218. Die Neigung der Geraden führt zu folgenden Temperaturen der ungeordneten Elektronenbewegung: Für die „primären“ Elektronen 1420° K; die „sekundären“ Elektronen 95000° K; die langsamen Elektronen 33000° K.

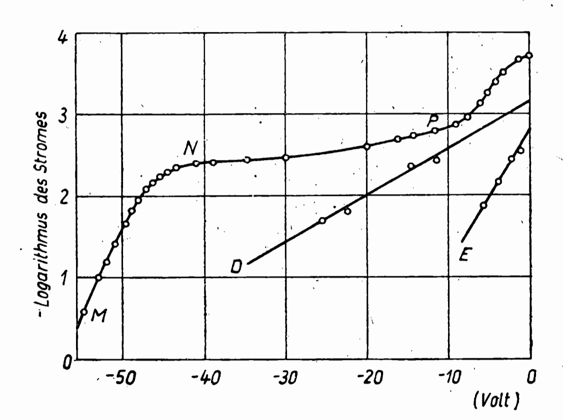


Abb. 218. Halblogarithmische Darstellung des Elektronenstromes zur Sonde entsprechend den Kurven der Abb. 217

Da es sehr schwer zu verstehen ist, weshalb gleichzeitig drei Gruppen von Elektronen mit verschiedenen Geschwindigkeiten existieren können, so wird die Richtigkeit der von LANGMUIR aus dem Verlauf der von ihm beobachteten Charakteristiken gezogenen Schlußfolgerungen bestritten. Es ist vorsichtiger und sicherlich richtiger, den Verlauf der logarithmischen Charakteristik nicht durch das Vorhandensein von zwei Gruppen mit verschiedenen mittleren Geschwindigkeiten einer MAXWELL-Verteilung zu deuten, sondern einfach als Ergebnis einer Elektronenverteilung, die von der MAXWELLschen abweicht.

Wie die von RODIN in einer langen Entladungsröhre in verschiedenen Abständen von der Kathode durchgeführten Sondenmessungen zeigten, glättet sich allmählich der Gang der logarithmischen Charakteristik eines Elektronenstromes zur Sonde mit der Entfernung von der Kathode [1603]. In einem genügend großen Abstand von der Kathode stellt diese logarithmische Charakteristik des Elektronenstromes eine Gerade dar. In kleineren Abständen von der Kathode, in denen die primären Elektronen ihre überschüssige Energie noch nicht verloren haben, unterscheidet sich die allgemeine Geschwindigkeitsverteilung unter den Elektronen des Plasmas stark von der MAXWELLschen, und das führt zu einer Verformung der Geraden der logarithmischen Charakteristik.

Bei einer Verminderung des Widerstandes im äußeren Stromkreis wird der Entladungsstrom bei geheizter Kathode größer als derjenige Sättigungsstrom, den die Kathode bei der gegebenen Temperatur zu bieten vermag, und der Entladungsstrom kann nur unter Mitwirkung von Prozessen aufrecht erhalten werden, die durch den TOWNSEND-Koeffizienten γ für die Oberflächenionisierung erfaßt werden. In diesem Fall spricht man von einem *beeinflußten Zustand* der Kathode. Ein Kathodenzustand, bei dem der Entladungsstrom kleiner ist als der mögliche Emissionsstrom

der Kathode, heißt *unbeeinflußter Zustand.* Beim beeinflußten Zustand wird das Kathodenpotential größer als beim unbeeinflußten Zustand und vergrößert sich mit zunehmendem Strom. Die Entladung stellt keinen Niedervoltbogen mehr dar. Der beeinflußte Zustand führt zur Überhitzung der Kathode und wirkt auf Oxydkathoden besonders nachteilig. Über den Niedervoltbogen siehe [2492, 2496].

Zu den verschiedenen Fragen des Plasmas siehe auch [1597, 1605—1607, 1616—1626, 1634—1647, 1654, 1658, 1665, 1668, 1671—1679, 1684—1689].

XVI. Die verschiedenen Arten der Bogenentladung

§ 1. Entdeckung der Bogenentladung durch W. W. PETROW. Charakteristische Merkmale und Arten der Bogenentladung

Die Bogenentladung in Form des sogenannten elektrischen Lichtbogens wurde von dem russischen Gelehrten, Professor der Physik an der Militär-Medizinischen Akademie in Petersburg, späterhin Akademiemitglied der Petersburger Akademie der Wissenschaften, W. W. PETROW, entdeckt. PETROW beschreibt in einem seiner Bücher die von ihm im Jahre 1802 erstmals beobachteten Erscheinungen mit folgenden Worten [1690]: . . . „*Legt man auf eine Glasplatte oder auf eine Bank mit Glasfüßen zwei oder drei Holzkohlen . . . und wenn man mit isolierten metallischen Zuleitungen . . . verbunden mit den beiden Polen einer starken Batterie, diese auf einen Abstand zwischen einer und drei Linien (ein altes russisches Maß) nähert, so erscheint zwischen ihnen ein sehr helles Licht oder eine Flamme von weißer Farbe, wobei die Kohlen schneller oder langsamer erglühen und ein dunkles Gemach ziemlich hell erleuchtet werden kann.*“ . . .

Die Arbeiten von PETROW wurden nur in russischer Sprache publiziert. Den ausländischen Gelehrten blieben sie unbekannt. In Rußland wurde zu jener Zeit die Bedeutung dieser Arbeiten nicht erkannt, und sie wurden vergessen. Daher wurde die Entdeckung der Bogenentladung lange Zeit dem englischen Physiker DAVY zugeschrieben.

Im Jahre 1905 stellte W. F. MITKEWITSCH (nunmehr Akademiemitglied) fest, daß im PETROWschen Bogen an der Kathode eine thermische Elektronenemission stattfindet [1697].

Die Bogenentladung unterscheidet sich von der Glimmentladung durch die Prozesse an der Kathode, die eine verstärkte Elektronenemission bedingen. Der Bogen ist eine Entladungsform mit großer Entladungsstromdichte und einem Kathodenfall von höchstens einigen zehn Volt. Lange schrieb man die verstärkte Elektronenemission der Bogenkathode ausschließlich der thermischen Elektronenemission zu und charakterisierte die Bogenentladung als eine Entladung, bei der die Kathode durch die Entladung selbst geheizt wird. In neuerer Zeit wurde experimentell festgestellt, daß auch Bögen mit kalter Kathode existieren. Deshalb muß man die Ursache für die Emission von Elektronen nicht nur in der thermischen Elektronenemission suchen, sondern auch in der kalten Emission. Im Zusammenhang mit einem

solchen zweifachen Charakter der Prozesse an der Kathode ist es naheliegend, alle Fälle der Bogenentladung einzuteilen in Bögen mit thermischer Bogenkathode und in Bögen *mit kalter Kathode.*

Unabhängig von den Prozessen an der Kathode hat der elektrische Bogen sehr verschiedenartigen Charakter in Abhängigkeit vom Druck und teilweise auch von der Natur des Gases. Man unterscheidet den Bogen bei Hochdruck (Atmosphärendruck) und die Bogenentladung in verdünntem Gas oder in den Dämpfen der Metalle, aus denen die Elektroden bestehen. Der aus den Zeiten DAVYS gebrauchte Ausdruck Lichtbogen erhielt mit der Zeit einen etwas unbestimmten Charakter. Dafür setzen wir den Ausdruck PETROWscher Bogen und meinen damit eine Bogenentladung zwischen Kohle- oder Metallelektroden in freier Atmosphäre.

Im PETROWschen Bogen findet eine Reihe chemischer Prozesse statt, sowohl zwischen den Bestandteilen der Luft und den Elektroden, wie auch zwischen den Bestandteilen der Luft selbst, z. B. die Bildung von Zyan und Stickstoffoxyden. Den chemischen Prozessen im Lichtbogen schrieben W. W. PETROW [1690], P. N. JABLOTSCHKOW [1692] und D. J. MENDELEJEW [1698] große Bedeutung für den Ablauf der verschiedenen Vorgänge zu. Diese Prozesse sind die Ursachen für das Entstehen spezifischer Gebiete des Bogens, die das Aussehen verschiedener Aureolen haben.

Eine andere charakteristische Besonderheit, die nicht nur dem Petrowschen Bogen, sondern auch allen anderen Arten der Bogenentladung bei hohen Gasdrucken eigen ist, ist die Bildung einer positiven Säule in Form einer mehr oder weniger hell leuchtenden Säule mit sehr hoher Gastemperatur in der Säulenachse.

Bei niedrigem Gasdruck unterscheidet sich die Bogenentladung von der Glimmentladung lediglich durch ihre kathodischen Entladungsteile und durch die Stromdichte. Die positive Säule und die anodischen Entladungsteile sind die gleichen wie in der Glimmentladung. Ein Bogen, der bei sorgfältiger Entfernung anderer Gase aus der Entladungsröhre allein in den Dämpfen des Elektrodenmaterials brennt, heißt *Vakuumbogen*[1]) [1771]. Zu dieser Art der Bogenentladung gehört die Entladung in Quecksilberdampfgleichrichtern.

Zur weiteren Unterteilung der Arten der Bogenentladung ist beim PETROWschen Bogen der *kurze Bogen* und der *lange Bogen* zu rechnen. Beim ersten übt die Wärmestrahlung der Elektroden, wenn sie einen verhältnismäßig geringen Abstand voneinander haben, einen starken Einfluß auf die Temperatur einer jeden von ihnen aus. Besonders großen Einfluß auf die Kathode hat die Strahlung der Anode, die eine höhere Temperatur besitzt. Im langen Bogen gibt es solch einen unmittelbaren Einfluß nicht. Bei einem PETROWschen Bogen in Luft mit einer Kohleanode beobachtet man zwei verschiedene Bogenarten, den *ruhigen Bogen* und den *zischenden Bogen.* Der ruhige Bogen geht bei einer Vergrößerung der Stromstärke in den zischenden über. Beim Übergang sinkt die Spannung zwischen den Elektroden des Bogens um ca. 10 V. Wenn die Stromdichte an der Anode den Wert von 50—70 A/cm^2 erreicht und der positive Krater — das ist die von der Entladung an der Anode eingenommene Oberfläche — die Seitenflächen der positiven Kohle zu ergreifen beginnt, fängt der Bogen zu zischen an. Diejenige Stromstärke, bei der sich dieser Übergang vollzieht, heißt kritische Stromstärke. Die kritische Stromstärke ist um so größer, je größer der Abstand zwischen den Elektroden ist.

---

[1]) In der deutschen Literatur: „Dampfbogen". (Die Red.)

Ein Bogen mit einer Metallelektrode und einer Kohleelektrode geht unter den gleichen Bedingungen in den zischenden über, wenn die Kohle die Anode ist. Ist umgekehrt die Kohle die Kathode und das Metall die Anode, so beobachtet man keinen zischenden Bogen. Somit muß man die Ursache für den Übergang in den zischenden Bogen in den spezifischen chemischen und physikalischen Vorgängen auf der Kohleanode suchen.

§ 2. Die spezifischen Vorgänge bei der thermischen Bogenkathode

Führen wir einige experimentelle Tatsachen an, die in den Rahmen der Theorie des thermischen Bogens hineinpassen:

1. Unterbricht man einen Kohlelichtbogen durch Abschalten des Stromes, so läßt sich der Niederspannungsbogen nur innerhalb einer kurzen Zeit wieder zünden, sonst kühlt die Kathode ab.

2. Man kann einen Bogen mit niederfrequenter Wechselspannung zwischen sich schnell abkühlenden Metallelektroden nicht unterhalten.

3. Stehen zwei Kohleelektroden A und B senkrecht zueinander (Abb. 219a und b), und schiebt man die Kohle B in die Lage B' bei festem A, so wird der Bogen, wenn

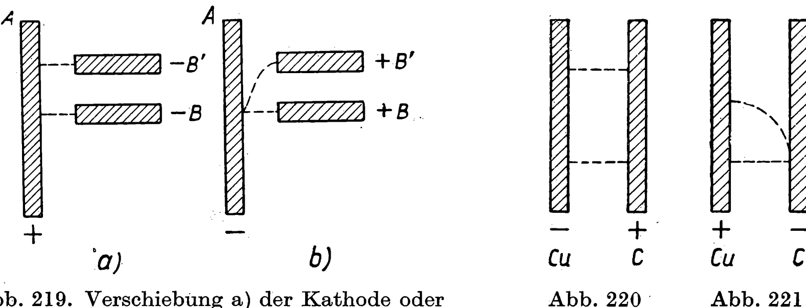


Abb. 219. Verschiebung a) der Kathode oder b) der Anode des Bogens. Durch die gestrichelten Linien ist jeweils die Bogensäule angedeutet

Abb. 220

Abb. 221

A die Anode ist (Abb. 219a), auf dieser Kohle gleiten. Dient A jedoch als Kathode (Abb. 219b), so wird der Punkt, an dem der Bogen an der Kohle A sitzt, unverändert bleiben; bei einer Verschiebung der Kohle B zieht sich der Bogen auseinander und erlischt schließlich. Das erklärt sich dadurch, daß die Elektronenemission von der Glühzone der Kohle A aus vor sich geht; andere Punkte von A können nicht als Kathode dienen, da ihre Temperatur zu niedrig ist.

4. Es ist nicht möglich, einen Bogen zu zünden, wenn die Kathode ein flüssiger Elektrolyt ist. Jedoch läßt sich ein flüssiger Elektrolyt als Anode benutzen.

5. Zwischen Metallelektroden kann man infolge der schnellen Abkühlung der Elektroden keinen niederfrequenten Bogen unterhalten. Bei hohen Frequenzen ist das aber durchaus möglich. Ein Bogen mit Metallelektroden in Wasserstoff besitzt bei einer Frequenz von 500000 Hz dieselben Eigenschaften wie ein Bogen in Luft zwischen Kohleelektroden bei 50 Hz[1]).

[1]) Ein Wechselstrombogen von 50 Hz ist bei Hochdruckentladungen z. B. in Edelgasen bei geeigneter Elektrodenform durchaus möglich (XBO 500). (Die Red.)

Gehen wir nun zu den Erscheinungen über, die von der Theorie der thermischen Bogenkathode nicht erfaßt werden. Diese Erscheinungen bestehen darin, daß der Bogen auf einer Metallkathode (ohne sich an einem Punkt zu fixieren, wie auf der Oberfläche der Kohlekathode) mit beträchtlicher Geschwindigkeit frei gleiten kann. Nimmt man zwei parallele Elektroden — eine aus Kohle, die andere aus Metall — und zündet an ihrem unteren Ende einen Bogen, so wird unter der Wirkung der Luftströmung der Bogen an beiden Elektroden nach oben gleiten, wenn die Kathode aus Metall besteht (Abb. 220). Wenn dagegen die Kohleelektrode Kathode ist, so wird sich das negative Ende des Bogens nicht von der Stelle bewegen und nur sein positives Ende am Metall nach oben gleiten (Abb. 221). Zum Gelingen dieses Versuches ist eine sehr glatte Metalloberfläche erforderlich (gut poliert).

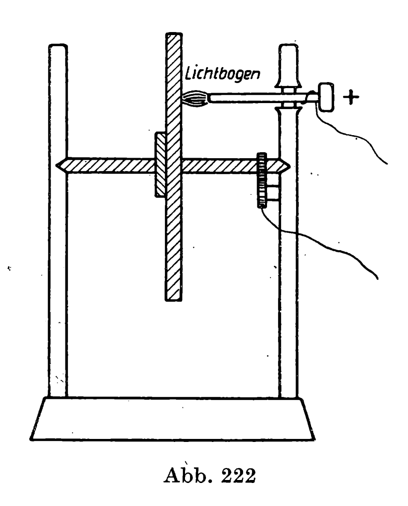


Abb. 222

Bei kleinen Geschwindigkeiten des Kathodenfleckes kann man die Annahme machen, daß die Oberfläche des Metalles am Berührungspunkt des Bogens sich rasch genug erwärmt, um damit den Widerspruch zwischen Experiment und Theorie bei thermischer Bogenkathode zu beseitigen. Man beobachtet jedoch Fälle, in denen der Bogen sich mit einer Geschwindigkeit bewegt, die die Möglichkeit einer genügenden Erwärmung der Kathode ausschließt. Dies gilt für den Bogen, den man zwischen einer feststehenden Metallanode in Gestalt eines Stiftes und einer Kathode in Gestalt einer rotierenden Metallscheibe erhält (Abb. 222) [1700]. Mit genügender Genauigkeit wurde berechnet, daß die Temperatur der Kathode bei diesen Versuchen nicht höher als einige hundert Grad sein kann, was zum Unterhalt einer thermischen Elektronenemission der Kathode vollkommen ungenügend ist.

Ebensowenig wie der thermische Bogen läßt sich der Bogen mit einer flüssigen Quecksilberkathode erklären, der verbreitete Anwendung in der Technik gefunden hat (Quecksilberdampfgleichrichter). Das gleiche kann man von einem Bogen bei Atmosphärendruck mit einer Kathode aus einem beliebigen anderen Stoff von verhältnismäßig niedriger Schmelz- bzw. Siedetemperatur behaupten.

Es wurden spezielle Untersuchungen mit dem Ziel angestellt, beide Bogentypen — mit heißer und kalter Kathode — bei ein und demselben Material durch Kühlung der Kathode mit fließendem Wasser zu erhalten. Es ergab sich, daß man bei Wolfram beide Typen des Bogens erhält [1701, 1702]. Bei einem Bogen mit kalter Kathode ist der Kathodenfall, unter sonst gleichen Bedingungen, kleiner als im Falle des thermischen Bogens. Der Gedanke, den Bogen mit kalter Kathode durch die Feldemission zu erklären, wurde erstmals von Langmuir ausgesprochen [1703] und dann durch Berechnungen von Compton und Van Voorhis bestätigt [1704]; siehe auch [1699]. Die Strecke, auf die sich der Kathodenfall des Bogens konzentriert, unterscheidet sich wenig von einer freien Elektronenweglänge. Ein Kathodenfall von annähernd 10 V ergibt in diesem Falle einen Potentialgradienten an der Kathode, der für eine Feldemission ausreicht.

Eine andere Voraussetzung, die zur Erklärung des Bogens mit kalter Kathode gemacht wurde [1705], besteht darin, daß an der Kathode die Temperatur des Gases selbst dermaßen hoch sei, daß im Gas thermische Ionisierung vor sich geht. Die Möglichkeit eines solchen Mechanismus zur Aufrechterhaltung der Temperatur wird durch die Berechnungen von WEIZEL, ROMPE und SCHÖN bestätigt [1209].

Für die Erklärung der Prozesse auf der Kathode des Quecksilberbogens setzte man außerdem [1706—1714] die Bildung mehrfach geladener Ionen in der Kathodenschicht voraus, die beim Aufprall auf die Kathodenoberfläche eine verstärkte Elektronenemission infolge ihrer hohen potentiellen Energie hervorrufen. Über die Feldemission, den Einfluß dünner Fremdschichten und anderer spezifischer Prozesse auf der Kathode der Bogenentladung siehe auch [1724—1732].

§ 3. Die Entstehung des Bogens

Vergrößert man in einer Glimmentladung die Stromstärke, indem man den äußeren Widerstand verringert, so fällt mit steigender Stromstärke die Klemmenspannung der Röhre, die Entladung entwickelt sich rasch und verwandelt sich in einen Bogen mit großer Stromdichte. Dieser Übergang vollzieht sich sprungartig und führt oft zum Kurzschluß. Bei richtiger Bemessung des äußeren Stromkreises

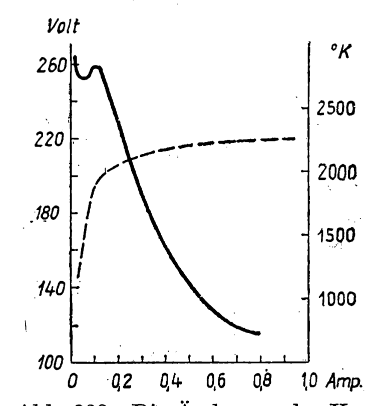


Abb. 223. Die Änderung des Kathodenfalles und die Änderung der Temperatur beim Übergang der Glimmentladung in die Bogenentladung

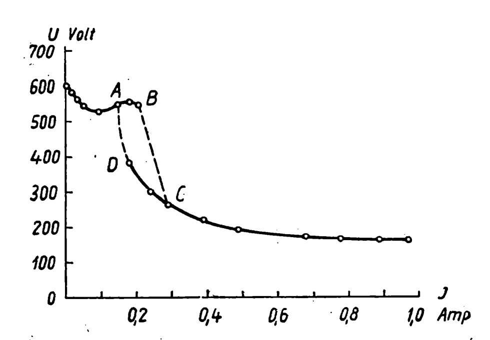


Abb. 224. Die Hysteresisschleife beim Übergang der Glimmentladung in die Bogenentladung und umgekehrt

gelingt es, die Übergangsform der Entladung zu stabilisieren und bei einem bestimmten Druck den stetigen Übergang der Glimmentladung in einem Bogen zu beobachten. Mit fallender Elektrodenspannung steigt gleichzeitig die Gastemperatur in der Röhre an. Ein Beispiel für eine Entladung im Wasserstoff bei einem Druck von 400 Torr zeigt die Kurve der Abb. 223 [1707, 1708]. Beobachtungen der Übergangsformen ergaben die Existenz einer Hysteresis in diesem Gebiet, d. h. die Existenz eines Bogens sowie einer Glimmentladung unter denselben Bedingungen. Als Beispiel führen wir die Kurven der Abb. 224 an. Im Punkt B vollzieht sich der Übergang

von der Glimmentladung in B zum Bogen in C. Im Punkt D erfolgt der Übergang bei umgekehrter Richtung vom Bogen in D zur Glimmentladung in A.

Beim Übergang in die Bogenentladung beobachtet man gleichzeitig mit der Spannungsverminderung zwischen den Elektroden eine allmähliche Abnahme des Kathodenfalles. Was die Veränderung der äußeren Form der Entladung anbelangt, konnte beobachtet werden, wie sich die Entladung, die zuvor bei anomalem Kathodenfall die ganze Oberfläche einer Quecksilberkathode bedeckte, auf eine kleinere Fläche zusammenzieht. Wenn diese sich immer mehr verkleinert, nimmt sie an Helligkeit zu und geht in den Kathodenfleck von kleiner Ausdehnung und großer Helligkeit über. Die Messung der auf der Kathode eingenommenen Fläche ergab bei gleichzeitiger Messung von Stromstärke und Spannung die Möglichkeit, die Kurven zunehmender Stromdichte und abnehmenden Kathodenfalls U_k (Abb. 225) in Abhängigkeit von der Stromstärke I (auf der Abszisse aufgetragen) darzustellen.

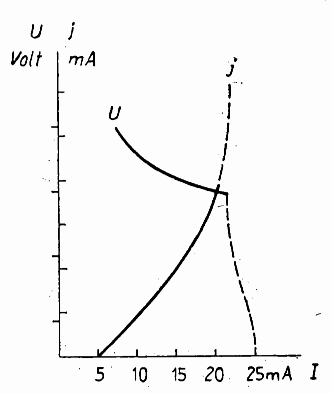


Abb. 225. Änderung des Kathodenfalles und der Stromdichte beim Übergang von der Glimmentladung in die Bogenentladung

Die Übergangsformen der Entladung treten nicht nur bei der Bildung eines Bogens mit thermischer Bogenkathode auf, sondern auch bei einem Bogen mit kalter Kathode. Im letzteren Falle beginnt die Feldemission und die sie begleitende Abnahme des Kathodenfalles in dem Moment, wenn eine genügend dichte Dampfschicht an der Oberfläche einer mehr oder weniger leicht verdampfenden Kathode gebildet wurde. Bei Wechselstrom beobachtet man den Übergang von der Glimmentladung in die Bogenentladung während jeder Periode des Wechselstromes durch Oszillographieren von Strom und Spannung [1701]. Über den Übergang der Glimmentladung in die Bogenentladung siehe auch [1736—1738].

Die übliche Zündung eines Bogens durch Auseinanderziehen der Elektroden ist deshalb möglich, weil der Bogen bei niedrigen Spannungen von einigen zehn Volt brennt, während für die Zündung einer Glimmentladung bei kleinen Gasdrucken eine Spannung von einigen hundert Volt und bei Atmosphärendruck von einigen zehn Kilovolt notwendig ist. Der Zündungsprozeß beim Auseinanderziehen (oder „Abreißen") der Elektroden wird durch die örtliche Erhitzung der Elektroden bei der Unterbrechung des Stromkreises infolge des schlechten Kontaktes zwischen ihnen hervorgerufen.

Das Problem der Bogenbildung beim Abreißen von Elektroden ist nicht nur vom Standpunkt der Erzielung „nützlicher" Bögen, sondern auch vom Standpunkt der Vermeidung „schädlicher" Bögen technisch wichtig, wie z. B. die Bildung eines Bogens bei Abschaltvorgängen. L sei die Selbstinduktion eines Stromkreises, W sein Widerstand, E die EMK der Stromquelle, $U(i)$ die Funktion der Bogencharakteristik. Dann erhalten wir

$$E = L\frac{di}{dt} + Wi + U(i), \tag{630}$$

oder anders geschrieben:

$$L\frac{di}{dt} = (E - Wi) - U(i) = \Delta. \tag{631}$$

Die Differenz $(E - Wi)$ ist nichts anderes als die Ordinate der Widerstandsgeraden, und $U(i)$ ist die Ordinate der Bogencharakteristik. Damit $\frac{di}{dt}$ negativ wird, d. h., damit der Strom i zeitlich abnimmt und zwischen den Elektroden des Schalters kein dauernder Bogen entsteht, muß $\Delta < 0$ werden, d. h., es muß in allen Punkten der Charakteristik die Ungleichung

$$U(i) > E - Wi \tag{632}$$

erfüllt werden. Hierzu muß die Charakteristik in allen ihren Punkten höher liegen als die Widerstandsgrade AB (Abb. 226). Diese einfache Betrachtung berücksichtigt die Kapazität des Stromkreises nicht und bezieht sich nur auf Gleichstrom. Eine vollständigere Lösung des Problems kann man aus den Stabilitätsbedingungen einer mit Gleichstrom gespeisten Entladung erhalten, die wir im Kapitel XII betrachteten.

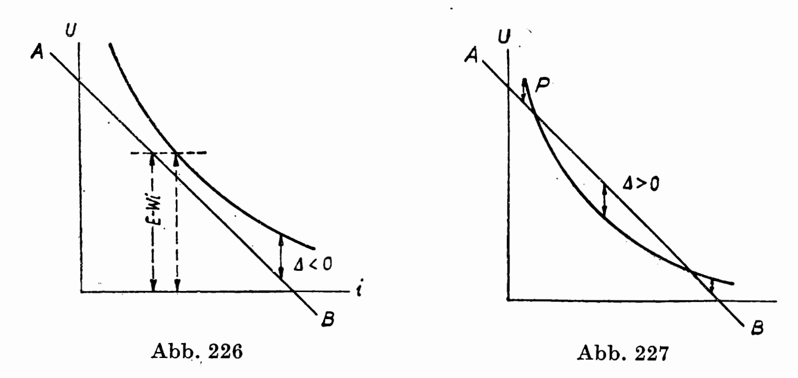


Abb. 226 Abb. 227

In Abb. 227 liegt die Charakteristik des Bogens niedriger als die Gerade, doch nur bei i-Werten, die größer sind als die Abszisse des Punktes P. Deshalb existiert ein unterer Strombereich, in dem beim Abreißen ein Bogen gebildet werden kann (bei einem Bogen zwischen Kohleelektroden in atmosphärischer Luft: 1—2 A), [1710].

Bei der Abschaltung eines Wechselstrombogens, der bei jedem Nulldurchgang der Spannung erlischt, ist es wesentlich, daß die im Entladungsraum herrschenden Bedingungen bei der Abschaltung keine neue Zündung des Bogens mit nachfolgendem Spannungsanstieg der Stromquelle zulassen. Hierzu muß beim Spannungsanstieg der Entladungsraum genügend entionisiert sein. Bei Schaltern für starke Hochspannungswechselströme erreicht man die Entionisierung künstlich durch Anbringung spezieller Elektroden, die die geladenen Partikel des Gases infolge der ambipolaren Diffusion absaugen, sowie auch durch Anwendung eines mechanischen Gebläses oder durch die Einwirkung eines Magnetfeldes auf die Entladung usw. [1711]. Über die Bildung eines Bogens beim Abreißen von Elektroden siehe auch [1739—1743, 1772, 1800].

§ 4. Der Kathodenfleck. Das Aussehen und die einzelnen Teile der Bogenentladung

Beim Bogen ist das von der Entladung auf der Kathodenoberfläche eingenommene Gebiet in dem sogenannten *Kathodenfleck* (Brennfleck), einem hellen, ziemlich scharf

begrenzten kleinen Fleck, konzentriert[1]). Der auf einer Kohlekathode unbewegliche Kathodenfleck kann sich auf einer kalten Metallkathode schnell bewegen. Auf der Oberfläche einer flüssigen Quecksilberkathode befindet sich der Kathodenfleck in ununterbrochener schneller Bewegung. Der Kathodenfleck kann durch einen Metallstift, der in das Quecksilber getaucht wird und etwas über die Oberfläche ragt, fixiert werden.

Bei heißer Anode und kleinem Elektrodenabstand beeinflußt die Wärmestrahlung der Anode stark das thermische Gleichgewicht auf der Kathode und die Eigenschaften des Kathodenfleckes. Bei Vergrößerung des Elektrodenabstandes strebt die Größe des Kathodenfleckes einem bestimmten Grenzwert zu, der von der Stromstärke abhängt. In ziemlich weiten Grenzen (von 1,5 bis 10 A) ist die Kathodenfleckfläche an einer Kohleelektrode proportional der Stromstärke und entspricht bei Atmosphärendruck einer mittleren Stromdichte von 470 A/cm^2. Für Quecksilber findet man 4000 A/cm^2 und für Eisen in Luft 7200 A/cm^2.

Besitzt die Kathode die Form einer kleinen Metallkugel an einer dünnen Halterung, so nimmt die gesamte Oberfläche der Kugel ein und dieselbe Temperatur an, und ein Kathodenfleck bildet sich nicht. Bei konstanter Stromstärke und Verminderung des Druckes vergrößert sich die Kathodenfleckfläche auf einer Kohlekathode stark, die Stromdichte nimmt ab.

Die scharfe Begrenzung des Kathodenfleckes wird dadurch erklärt, daß die ausgestrahlte Energie der vierten Potenz der Temperatur proportional ist und die thermische Elektronenemissionsstromdichte (nach dem RICHARDSONschen Gesetz) eine Exponentialfunktion der Temperatur darstellt. Deshalb entspricht einem verhältnismäßig schwachen Temperaturabfall mit der Entfernung vom Zentrum des Kathodenflecks ein schneller Abfall der Lichtstrahlung und der thermischen Elektronenemission. Das ist gleichbedeutend mit der scharfen „optischen" und „elektrischen" Grenze des Kathodenflecks. Zur Veranschaulichung dienen die Kurven der Abb. 228. Hier entspricht die Kurve T dem Verlauf der absoluten Temperatur, die Kurve E der Leuchtdichte und die Kurve J der Stromdichte des thermischen Emissionsstromes. Auf der Abszisse ist der Abstand vom Zentrum O des Kathodenflecks aufgetragen. Der schraffierte Teil auf der Abszisse entspricht der vom Kathodenfleck eingenommenen Fläche.

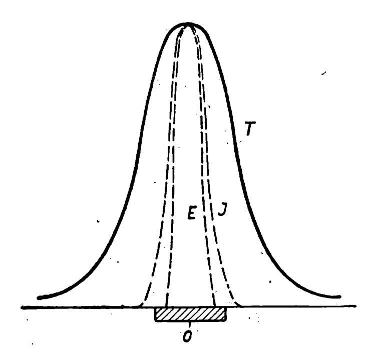


Abb. 228. Die Verteilung der Kathodentemperatur T, der Leuchtdichte E und der Stromdichte J des thermischen Emissionsstromes im Gebiet des Kathodenflecks

Oszillographische Beobachtungen der Stromstärke und gleichzeitige Filmaufnahmen der Fläche des Kathodenflecks zeigten, daß die Änderung der Kathodenfleckfläche der Stromänderung mit einiger Verzögerung folgt. Eine Kohlekathode spitzt sich gewöhnlich beim Brennen des Bogens zu, während sich auf der Anode eine runde Vertiefung, der *positive Krater des Bogens bildet,* wenn die Entladung nicht die gesamte Grundfläche der Anode überdeckt.

[1]) In Edelgashochdruckentladungen hat man auch Bogenentladungen ohne Brennfleck festgestellt. (Die Red.)

›r Kathodenfleck ist die Quelle eines intensiven Elektronenstrom
.und in der angrenzenden Raumladungsschicht sind alle für die ⁄
3ogenentladung notwendigen Prozesse konzentriert. Über die
ιode der Bogenentladung siehe auch [1783—1787, 1813, 1814, 1

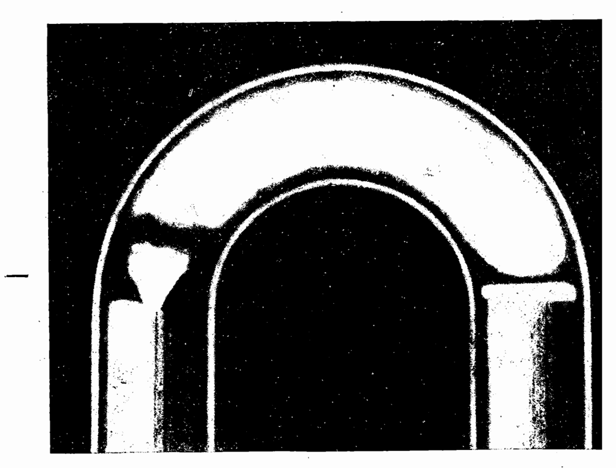


Abb. 229. Bogenentladung bei Niederdruck



bb. 230. Gesamtansicht des ektrischen Bogens zwischen den ›nkrecht stehenden Kohleelek- oden. Die Kathode ist unten

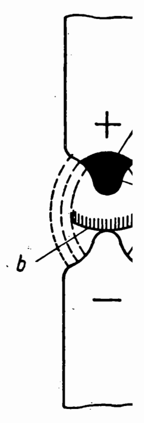


Abb. 231. An
Teile des el
Bog

Weder die Theorie von TOWNSEND und ROGOWSKI noch die Theorie von LANGMUIR konnten die Existenz des Kathodenflecks und die diesbezüglichen quantitativen Zusammenhänge erklären. Die Theorie des isothermen Plasmas betrachtet die Kathodenteile der Bogenentladung bei hohen und höchsten Drucken als ein Gebiet des allmählichen Überganges von hohen Temperaturen der Säule (ca. 6000° K) zu der verhältnismäßig niedrigen Temperatur der glühenden Kathode (2000° K). In unmittelbarer Nähe der Kathode gibt es daher schon keine thermische Ionisierung. Eine Betrachtung der Raumladungsverteilung in der dünnen Schicht an der Kathode zeigt, daß die Entladung für ihre Aufrechterhaltung in dieser Schicht eine um so kleinere Potentialdifferenz erfordert, je kleiner der Querschnitt der Säule oder des Entladungskanales ist. Hieraus kann leicht der Schluß gezogen werden, daß sich die Entladung an der Kathode zusammenziehen muß. Weiter zeigen die Verfasser dieser Theorie, daß im Gegensatz zu den Theorien von TOWNSEND-ROGOWSKI und LANGMUIR der Elektronenaustritt aus der Kathodenoberfläche bei hohem Druck eine Nebenrolle spielt [1209].

Unmittelbar an den Kathodenfleck grenzt ein Entladungsgebiet, das dem negativen Glimmlicht entspricht. Diesen Teil nennt man negatives oder kathodisches Büschel oder negative Flamme. Die Länge des kathodischen Büschels im Niederdruck wird durch die Strecke bestimmt, die die schnellen primären Elektronen, die ihre Geschwindigkeit im Gebiet des Kathodenfalles erhalten haben, durchfliegen.

Im Niederdruckbogen ist zwischen dem negativen Büschel und der positiven Säule ein dem FARADAYschen Dunkelraum der Glimmentladung analoges Gebiet gelegen (Abb. 229). Im PETROWschen Bogen sind außer dem negativen Büschel die positive Flamme und verschiedene Aureolen vorhanden. Die Spektralanalyse weist auf das Vorhandensein einer Reihe chemischer Verbindungen mit den Bestandteilen der Luft (CN u. a.) in diesen Flammen und Aureolen hin.

Abb. 230 zeigt das allgemeine Aussehen eines Kohlelichtbogens in freier Atmosphäre. In Abb. 231 ist der gleiche Bogen schematisch dargestellt. Hier ist b das negative Büschel (negative Flamme), a — die positive Säule (positive Flamme), d — einige Aureolen. Es wurde beobachtet, daß Aureolen und Flammen von verschiedener Färbung bei Erhöhung der Bogenstromstärke entstanden. Die Form der Flamme wird durch die Konvektionsströme im Gas beeinflußt. Bei horizontaler Anordnung der Elektroden werden die Flammen nach oben gebogen.

§ 5. Die Potentialverteilung in der Bogenentladung

Im PETROWschen Bogen sind die linearen Abmessungen der kathodischen Entladungsteile außerordentlich klein, und die hohe Temperatur des Bogens sowie der hohe Druck geben keine Möglichkeit, die Sondenmethode zur Bestimmung der Potentialverteilung anzuwenden.

Der Potentialabfall zwischen den Elektroden des Bogens setzt sich aus dem Kathodenfall U_k, dem Anodenfall U_a und dem Spannungsabfall in der positiven Säule zusammen. Die Summe aus Kathoden- und Anodenfall kann man bestimmen, indem man die Anode und die Kathode einander nähert und die Spannung zwischen den Elektroden bei sehr kleinem Abstand mißt [1734].

Beim Niederdruckbogen kann man mit der Sondenmethode das Potential an zwei Punkten der Bogensäule bestimmen, die Längsfeldstärke daraus berechnen

und weiterhin nach Kenntnis der Bogenspannung den Anoden- und Kathodenfall berechnen. Im PETROWschen Bogen, wie überhaupt im Hochdruckbogen, kann man den Anodenfall wie folgt berechnen. Anodenseitig wird der gesamte Entladungsstrom durch den Elektroneneinstrom auf die Anode bestimmt. Bezeichnen wir diesen Strom mit i, den Anodenfall mit U_a, die Austrittsarbeit eines Elektrons mit φ in eV, dann kann man die pro Sekunde auf der Anode infolge des Elektronenaufpralls freiwerdende Energie W aus der Beziehung

$$W = i(U_a + \varphi) \tag{633}$$

berechnen. Hierbei führten wir die vereinfachenden Voraussetzungen ein: 1. die Elektronen durchlaufen den gesamten Anodenfallraum frei mit der Anfangsgeschwindigkeit Null am Beginn dieses Gebietes; 2. die Elektronen werden an der Anode nicht reflektiert. Im stationären Zustand ist die von den Elektronen abgegebene Energie W gleich dem Energieverlust S der Anode infolge ihrer Abstrahlung und ihrer Wärmeleitung, also $W = S$. Man kann S bestimmen [1713], indem man eine gleiche fremdgeheizte Anode baut und die zugeführte Energie mißt, bei der die Temperatur der Anode die gleiche ist wie bei der Entladung. Die Temperaturgleichheit bei der Entladung und bei der Fremdheizung läßt sich durch Widerstandsmessungen (das Wärmegleichgewicht darf nicht gestört werden) oder ein Pyrometer bestimmen. U_a läßt sich sodann aus

$$S = W = i(U_a + \varphi) \tag{634}$$

bestimmen.

Eine ähnliche Berechnung versuchte man für die Energiebilanz an der Kathode durchzuführen. Hier wird die Angelegenheit durch das Auftreten einer neuen Unbekannten kompliziert, nämlich durch das Verhältnis von Elektronenstrom zum gesamten Entladungsstrom. Eine Komplikation bringt noch die Verdampfung des Kathodenmaterials mit sich (was sich übrigens auch auf die Berechnungen bei der Anode bezieht).

Bei allen bisher durchgeführten Messungen wurde festgestellt, daß in der Bogenentladung bei Atmosphärendruck die Summe aus Kathoden- und Anodenfall etwa dem Ionisierungspotential des Gases oder Dampfes gleich ist, in dem die Entladung vor sich geht. Eine annähernde Vorstellung über die Aufteilung des Potentialgefälles auf die Kathoden- und Anodenteile einer Entladung in kurzen Bögen können die Zahlen der Tabelle 36 geben, die sich auf Bögen in Metalldämpfen beziehen. Hier sind U_k und U_a der Kathoden- und Anodenfall und I die Stromstärke des Bogens. Über die Potentialverteilung in der Bogenentladung siehe auch [1735].

Tabelle 36

	I [A]	U_k [V]	U_a [V]
Hg	sehr klein	5,47	2,69
	5—20	5,48	3,72
Zn	sehr klein	5,29	3,59
	10—30	5,25	5,25
Cd	10—20	5,02	5,02
Mg	10—30	4,90	7,61

§ 6. Die Strom-Spannungs-Charakteristik der Bogenentladung

Zur technischen Anwendung des PETROWschen Bogens benutzt man gewöhnlich die empirische Formel von AYRTON [1693]:

$$U = a + b\,l + \frac{c + d\,l}{I}. \tag{635}$$

Hierin ist U die Spannung an den Elektroden, I die Stromstärke, l die Bogenlänge, a, b, c und d sind Konstanten. Formel (635) gilt für einen Kohlelichtbogen in Luft. Unter l versteht man den Abstand zwischen der Kathode und der Ebene durch den Rand des positiven Kraters (Abb. 232).

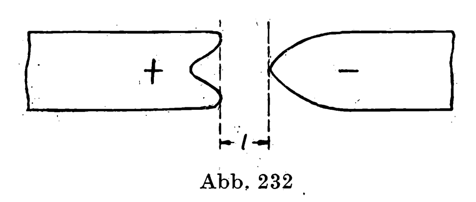


Abb. 232

Schreibt man Formel (635) in der Form

$$I\,U = (a + b\,l)\,I + (c + d\,l) \tag{636}$$

oder

$$I\,U = (b\,I + d)\,l + (c + a\,I), \tag{637}$$

so kann gefolgert werden, daß zwischen der Stromleistung im Bogen und der Stromstärke bei konstanter Bogenlänge sowie zwischen der Leistung und der Länge des Bogens bei konstanter Stromstärke eine lineare Abhängigkeit besteht.

In Formel (637) bestimmt die Klammer mit dem Faktor l den Potentialabfall in der positiven Säule; der andere Klammerausdruck stellt die Summe $U_k + U_a$ aus Kathoden- und Anodenfall dar. Die Konstanten der Formel (635) hängen von der Art des Gases, vom Gasdruck und von den Brennverhältnissen des Bogens — in geschlossenem Raum oder frei, mit oder ohne Zirkulation des Gases — und von den Kühlungsbedingungen der Elektroden, folglich von den Abmessungen, Formen und anderen Eigenschaften der Kohlen ab. Als Beispiel für diese Abhängigkeit bringen wir die Tabelle 37.

Tabelle 37

Konstante	Luft ohne Zirkulation	Luft mit Zirkulation	Ar	CO_2	N_2
a	35,7	44,1	24,8	44,5	48,2
b	3,0	2,6	0,9	1,7	2,6
c	114,8	17,8	10,2	10,2	23,3
d	1,8	1,8	0,0	8,7	5,3

Die Abhängigkeit der Konstanten der Formel (635) vom Luftdruck ist in Tabelle 38 angeführt.

Formel (635) ist nur für den normalen Bogen brauchbar. Beim Übergang des Bogens in den zischenden Bogen tritt in der Charakteristik ein Sprung auf. Solche Charakteristiken sind in Abb. 233 wiedergegeben.

Sind die Bogenkohlen nicht homogen, sondern enthalten sie einen Kern aus Salzen (zur Färbung des Bogens), so folgt die Charakteristik nicht der Formel (635).

Tabelle 38

Druck in Torr	a	b	c	d
740	38,5	2,15	54	6,1
200	35,5	1,84	38	8,3
50	33,7	1,51	26	10,8
10	27,0	1,35	19	13,4
5	23,7	1,20	0	15,7

Auf einen Bogen in Luft zwischen Metallelektroden ist die Formel (635) in gewisser Abwandlung anwendbar:

$$U = a + b\,l + \frac{c + d\,l}{I^n}; \tag{638}$$

n ist für verschiedene Metalle verschieden (von 0,34 bis 1,38), die Konstanten a, b, c und d sind ebenfalls verschieden für verschiedene Metalle und hängen noch stärker als bei Kohleelektroden von den äußeren Bedingungen ab [1715].

Bei einer Bogenentladung in einem evakuierten Gefäß, das mit Metalldampf gefüllt ist (z. B. der Quecksilberdampfbogen), hängt der Dampfdruck von der Temperatur der kältesten Teile des Gefäßes und folglich von der Stärke des Entladungsstromes ab. In diesem Fall nimmt die Charakteristik eine vollkommen andere Form an und kann ansteigen. Der Verlauf der Charakteristik hängt hierbei stark von den Kühlungsbedingungen der gesamten Röhre ab.

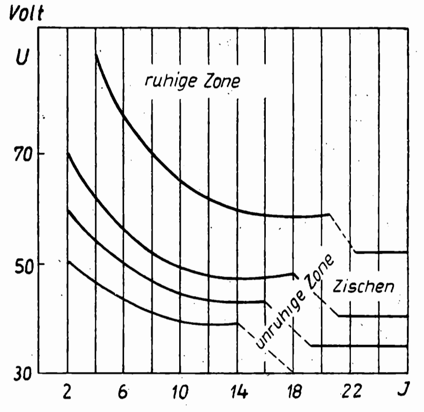


Abb. 233. Charakteristik beim Übergang des normalen elektrischen Bogens in den zischenden

Infolge des großen Temperatureinflusses der Kathode auf die Prozesse der Bogenentladung beobachtet man in der letzteren mehr als in irgendeiner anderen Entladungsform Hysteresiserscheinungen. Die dynamische Charakteristik der Bogenentladung unterscheidet sich stark von der statischen. Die Form der dynamischen Charakteristik hängt von der Änderungsgeschwindigkeit des Bogenzustandes ab. Praktisch am wichtigsten ist die Charakteristik des Bogens bei der Speisung durch Wechselstrom. Das gleichzeitige Oszillographieren von Strom und Spannung ergibt das in Abb. 234 entworfene Bild. Die nach diesen Kurven gezeichnete Charakteristik des Bogens hat über eine ganze Periode die Form, wie sie Abb. 235 zeigt.

Die nach einer vorhergehenden Entladungsperiode noch nicht zur Abkühlung gelangte Kathode emittiert bereits am Anfang einer Periode Elektronen, wenn die äußere EMK durch Null geht. Vom Punkt O bis zum Punkt A entspricht die Charakteristik einer unselbständigen Entladung, deren Ursache die von der Kathode emittierten Elektronen sind. Bei A erfolgt der Übergang der Entladung aus dem unselbständigen in den selbständigen Zustand. Nach dem Zündpunkt A des Bogens

wird der Entladungsstrom schnell größer. Ist ein Widerstand im Stromkreis vorhanden, fällt die Spannung an den Elektroden ab, obgleich sich die EMK der Stromquelle (gestrichelte Kurve in Abb. 234) beim Durchlaufen der Sinuskurve vergrößert. Mit Abnahme von Spannung und Strom der äußeren Stromquelle wird der Entladungsstrom kleiner.

Mit der Abnahme des Bogenstroms kann die Bogenspannung in Abhängigkeit vom äußeren Widerstand von neuem ansteigen; jedoch kann der Teil BC der Charakteristik in Abb. 235 auch horizontal verlaufen oder eine entgegengesetzte

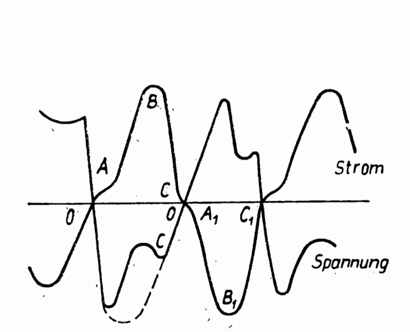


Abb. 234. Oszillogramm des Stromes und der Spannung des elektrischen Bogens. Die Punkte $A, B, C, \ldots$ entsprechen den Punkten, die mit den gleichen Buchstaben in der Abb. 235 bezeichnet sind

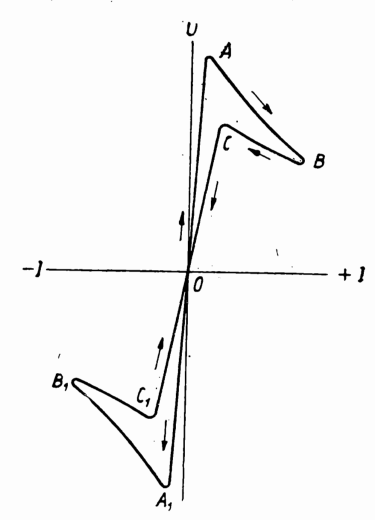


Abb. 235. Dynamische Charakteristik des elektrischen Bogens

Neigung haben. Endlich wird eine solche Temperatur erreicht, bei der die selbständige Entladung bei der gegebenen Emission der Kathode und der gegebenen Bogenspannung nicht mehr existieren kann. Diesem Zustand entspricht der Punkt C, der Löschpunkt des Bogens. Nach Punkt C nimmt der Strom der unselbständigen Entladung gleichzeitig mit der Elektrodenspannung auf Null ab. Nach dem Nulldurchgang der Spannung übernimmt die bisherige Anode die Rolle der Kathode, und das Bild wiederholt sich mit umgekehrten Vorzeichen von Strom und Spannung. Der Anstieg des Entladungsstromes am Anfang der ersten Halbperiode erfolgt langsamer als der Abfall am Ende.

Auf das Aussehen der dynamischen Charakteristik üben alle Bedingungen, die den Bogenzustand bestimmen, einen Einfluß aus: der Elektrodenabstand, die Größe des äußeren Widerstandes, die Selbstinduktion des Stromkreises, die Frequenz des Stromes, der den Bogen speist, u. ä.

Mit zunehmendem Elektrodenabstand erhöht sich das Zündpotential des Bogens, und die gesamte dynamische Charakteristik dehnt sich in vertikaler Richtung aus. Den gleichen Einfluß übt ein größerer äußerer Widerstand aus. Die Selbstinduktion im Stromkreis vermindert die Änderungsgeschwindigkeit der Stromstärke und führt zur Glättung der scharfen Spitzen in der Charakteristik.

Überlagert man einem Gleichstrombogen eine Wechselspannung mit einer Amplitude, die kleiner ist als die Gleichspannung, so bekommt man eine Charakteristik in Form einer Schleife um den Arbeitspunkt der statischen Charakteristik. Bei Erhöhung der Wechselstromfrequenz dreht sich die Achse dieser Schleife, die Schleife selbst wird schmäler und geht in eine Gerade über, die durch den Koordinatenanfangspunkt geht (Abb. 236). Bei sehr niedriger Frequenz geht die Schleife in einen Abschnitt der statischen Charakteristik über, da alle inneren Entladungsparameter, insbesondere die Konzentration der Ionen und Elektronen, in jedem Zeitpunkt die dem stationären Entladungszustand bei gegebenem I und U entsprechenden Werte anzunehmen in der Lage sind. Umgekehrt können bei einer sehr schnellen Änderung von U die Entladungsparameter nicht folgen, und es gilt das OHMsche Gesetz; I wird proportional zu U (Gerade durch den Koordinatenanfangspunkt). Bei Erhöhung der Frequenz wird die Charakteristik der Schleife an allen ihren Punkten ansteigen (Abb. 236).

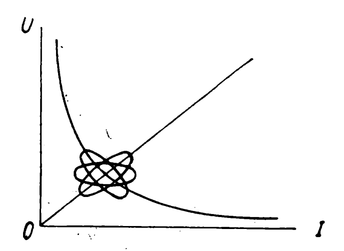


Abb. 236. Veränderung der Charakteristik bei Erhöhung der Frequenz des Wechselstromes, der dem Gleichstrom überlagert ist

Da in sämtlichen Anordnungen zur Erzeugung von Schwingungen ein Element mit fallender Charakteristik (negativer Widerstand) notwendig ist, zieht diese Veränderung der Bogencharakteristik die Grenze für die Anwendung des Bogens bei der Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen. Über die Charakteristik des Bogens siehe auch [1716, 1744—1748, 1782].

Im Zusammenhang mit einer vollständigen Gasionisierung im Bogen steht das Abreißen desselben bei sehr starken Strömen und kleinem Gasdruck [1757—1759]. Beim Abreißen des Bogens spielt die bedeutende Verminderung der Gasdichte infolge der Elektrophorese und des Absaugens der Ionen zu den Wandungen eine wesentliche Rolle, besonders an solchen Stellen, an denen der Entladungsquerschnitt stark verengt ist. Praktisch führt dies zu der Notwendigkeit, starke Verengungen beim Bau von Quecksilberdampfgleichrichtern für sehr große Stromstärken zu vermeiden.

Über Untersuchungen des Bogens bei Atmosphärendruck und großen Strömen siehe [1760, 2499, 2500]. Über den elektrischen Bogen in Verbindung mit der Lichtbogenschweißung siehe [1694].

§ 7. Der elektrische Bogen als negative elektromotorische Kraft

Das OHMsche Gesetz als Formel der Elektrotechnik ist in allen Fällen der Praxis, mit Ausnahme der Gasentladungen, anwendbar. Es ist völlig natürlich, daß alle, die zum erstenmal mit einem elektrischen Bogen zu tun hatten, die Anwendung des OHMschen Gesetzes auch in diesem Falle versuchten. Um die Berechnungsergebnisse nach dem OHMschen Gesetz mit der Wirklichkeit in Einklang zu bringen, waren sie gezwungen, die Vorstellung der *negativen elektromotorischen Kraft* des Bogens einzuführen. In Analogie zu den Erscheinungen der galvanischen Elemente nannte man das Auftreten dieser negativen EMK die *Polarisation des Bogens.* Dem Problem der negativen EMK des Bogens ist eine ganze Reihe älterer Arbeiten

gewidmet, darunter die Arbeiten der russischen Gelehrten LATSCHINOW [45] und W. F. MITKEWITSCH [46]. Die weitere Entwicklung der Vorstellungen über die elektrischen Entladungen in Gasen zeigte, daß eine solche Problemstellung rein formalistisch ist und mit Erfolg durch die Vorstellung der stetig fallenden Charakteristik des Bogens ersetzt werden kann. Ein derartiger Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik findet seine Erklärung in den modernen Theorien der Entladung. Die Richtigkeit dieses Gesichtspunktes bestätigt sich durch die Unmöglichkeit eines unmittelbaren, experimentellen Nachweises der negativen EMK des elektrischen Bogens.

§ 8. Die Temperatur und die Strahlung der einzelnen Teile der Bogenentladung

Bei der technischen Anwendung des Bogens zu Beleuchtungszwecken benutzt man in einigen Fällen das Leuchten eines Gases (z. B. Quecksilberdampfbögen oder Bögen in Neon und Bögen mit Kohleelektroden in Luft, die einen Kern (Docht) aus flüchtigen Metallsalzen enthalten). Beim Kohlelichtbogen in Luft herrscht die Strahlung der glühenden Elektroden, hauptsächlich des positiven Kraters, vor.

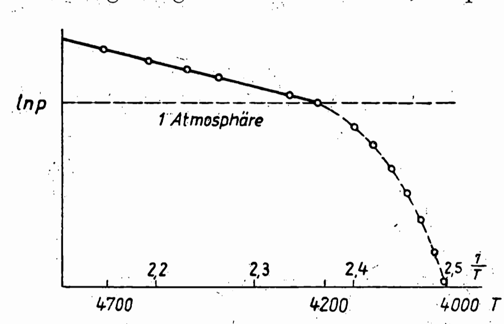


Abb. 237. Änderung der Anodentemperatur des elektrischen Bogens bei Druckerhöhung. Die Skala der Ordinatenachse ist logarithmisch geteilt

Die Strahlung der Anode als Strahlung eines festen Körpers besitzt ein kontinuierliches Spektrum. Ihre Intensität wird durch die Anodentemperatur bestimmt. Sie ist eine charakteristische Größe für den Bogen in atmosphärischer Luft bei gegebenem Anodenmaterial, da die Temperatur der Anode von der Stromstärke unabhängig ist und ausschließlich von der Schmelztemperatur oder der Sublimationswärme des Anodenmaterials bestimmt wird. Die Schmelztemperatur oder die Sublimationswärme hängt vom Druck ab, unter dem sich der zu schmelzende oder zu sublimierende Körper befindet. Deshalb hängt die Temperatur der Anode und folglich auch die Strahlungsintensität des positiven Kraters vom Druck ab, bei dem der Bogen brennt. Hierzu sind die klassischen Versuche [1695, 1696, 1717] mit dem Kohlebogen bei Drucken, die zur Erzielung sehr hoher Temperaturen führen, bekannt. Über die Temperaturänderung des positiven Kraters in Abhängigkeit vom Druck gibt die Tabelle 39 sowie die Kurve der Abb. 237 eine Vorstellung. Die gerade Linie, die sich für Drucke von 1 Atm und höher ergibt, bestätigt die Vermutung, daß die Temperatur des positiven Kraters durch den Schmelz- oder den

Tabelle 39

Druck [Atm]	0,1	0,5	1,0	2	10	20
Temperatur [°K]	3940	4145	4200	4900	6520	7560

Sublimationspunkt des Stoffes der Anode bestimmt wird, da in diesem Falle eine lineare Abhängigkeit zwischen $\ln p$ und $\frac{1}{T}$ existieren muß. Die Abweichung von der linearen Abhängigkeit bei niedrigeren Drucken wird dadurch erklärt, daß bei Drucken unter 1 Atm die an der Anode freiwerdende Wärme für die Erwärmung der Anode bis zum Schmelzpunkt bzw. Sublimationspunkt nicht ausreicht.

Die Temperatur des Kathodenflecks in atmosphärischer Luft ist immer einige hundert Grad niedriger als die Temperatur des positiven Kraters. Für Metallelektroden sind Richtwerte in Tabelle 40 gegeben. Bei den letzten drei Metallen dieser Tabelle (Al, Mg und Zn) wird die Temperatur der Anode und der Kathode durch die Schmelztemperatur der Oxyde, mit denen sich die entsprechenden Metalle während des Brennens in Luft überziehen, bestimmt.

Tabelle 40

<table>
<tr><th>Metall</th><th>Temperatur der Anode [°K]</th><th>Temperatur der Kathode [°K]</th></tr>
<tr><td>Cu</td><td>2430—2450</td><td>—</td></tr>
<tr><td>Fe</td><td>2535—2505</td><td>2430</td></tr>
<tr><td>Ni</td><td>2430—2450</td><td>2365</td></tr>
<tr><td>Wo</td><td>4150—4250</td><td>3000</td></tr>
<tr><td>Al</td><td colspan="2">3400</td></tr>
<tr><td>Mg</td><td colspan="2">3000</td></tr>
<tr><td>Zn</td><td colspan="2">2300</td></tr>
</table>

Die hohen Temperaturen der Teile des PETROWschen Bogens können nicht mit einem Thermoelement oder einem Bolometer bestimmt werden. Zur Temperaturbestimmung im Bogen wendet man heute spektroskopische Methoden an [1718] (siehe auch Kap. XI). Die mittlere Gastemperatur in der positiven Säule der Bogenentladung kann man auch durch die Messung der Schallgeschwindigkeit in der Entladungsröhre bestimmen [1719]. Es ergab sich, daß die Gastemperatur im PETROWschen Bogen bei großer Stromstärke höher sein kann als die Temperatur der Anode und 6000° K und mehr erreicht [1781]. Derart hohe Gastemperaturen sind für eine Bogenentladung unter Atmosphärendruck charakteristisch. Bei sehr hohem Druck (mehrere zehn oder hundert Atmosphären) erreicht die Temperatur in den zentralen Teilen der kontrahierten positiven Säule des Bogens Werte bis zu 10000° K. In der Niederdruck-Bogenentladung liegt die Gastemperatur in der positiven Säule in der gleichen Größenordnung wie in der positiven Säule der Glimmentladung.

Über die Bestimmung der Gastemperatur in der Bogenentladung siehe auch [1753—1756, 1778, 1779, 1827—1829, 1831, 1833, 1836, 2498, 2501].

Die Frage, warum im Kohlebogen in Luft (wie auch bei Wolframelektroden in einem Edelgas) die Temperatur des positiven Kraters höher ist als die Temperatur der Kathode, läßt sich in erster Näherung folgendermaßen beantworten: An der Anode wird der gesamte Strom durch die Elektronen bedingt. Die Elektronen übertragen der Anode nicht nur die gesamte im Gebiet des Anodenfalls erworbene kinetische Energie, sondern auch die Austrittsarbeit (die „latente Verdampfungswärme der Elektronen"). Im Gegensatz dazu gelangt auf die Kathode eine im Vergleich zur

Zahl der Elektronen kleine Anzahl positiver Ionen, die die Kathode bombardieren und erwärmen. Der restliche Teil des Kathodenstromes kommt durch die Elektronen zustande, für deren Austritt bei der thermischen Bogenkathode die Energie durch die Wärmeenergie der Kathode geliefert wird.

Auf die Elektroden des Bogens wirken mechanische Kräfte ähnlich wie in der Glimmentladung. Als Ursachen für die Entstehung dieser Kräfte sind anzusehen: die elektrostatischen Kräfte zwischen den Ladungen der Elektroden und den Raumladungen im Bogen, die Bombardierung der Elektroden durch Ionen und Elektronen, die aerodynamische Wirkung der Gasströmung und endlich „der reaktive Verdampfungsdruck" (Rückstoßwirkung) des Elektrodenmaterials [1720—1722, 1739]. Eine Vielzahl verschiedener Ursachen bedingt den komplizierten Charakter der beobachteten Erscheinungen.

Über die Zerstäubung und das Abbrennen der Elektroden siehe [1751, 1752].

§ 9. Die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen mit dem elektrischen Bogen

Da der Bogen eine fallende Charakteristik besitzt, kann er als Generator zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen Verwendung finden. Das Schaltbild eines solchen Generators ist in Abb. 238 dargestellt. Die Bedingungen zur Erzeugung der Schwingungen in einer solchen Anordnung sind im Kap. XII bei der Betrachtung der äußeren Stabilitätsbedingungen der Entladung dargestellt und werden durch die Ungleichung

$$\frac{1}{LC}\left(\frac{U'}{R}+1\right)>\frac{1}{4}\left(\frac{1}{CR}+\frac{U'}{L}\right)^2 \qquad (639)$$

gegeben. Damit die Schwingungen ungedämpft sind, muß die Größe δ in den Exponenten der Formel (462), Kap. XII, negativ sein. Das führt zusätzlich zu Gleichung (639) zu folgender Bedingung für die Schwingungserzeugung

$$\frac{1}{CR}+\frac{U'}{L}<0. \qquad (640)$$

Die Schwingungen schaukeln sich bis zu einer maximalen, konstanten Amplitude auf, deren Größe durch die Gleichheit der von der Stromquelle aufgewandten und der vom Schwingkreis verbrauchten Energie bestimmt wird.

Damit die Schwingungen des Stromkreises nach Abb. 238 sinusförmig sind, darf der Bogen während einer Schwingungsperiode nicht erlöschen. Dazu ist notwendig, daß die algebraische Summe des den Bogen speisenden Gleichstromes und die maximale Stromstärke der Schwingung bei entgegengesetzter Richtung größer sind als diejenige minimale Stromstärke, bei der der Bogen gerade noch brennt. Solche Schwingungen nennt man *Schwingungen erster Art.*

Wird während eines bestimmten Teiles einer Schwingungsperiode die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden des Bogens so klein, daß der Bogen erlischt und erst dann wieder von neuem zündet, wenn in der nächsten Periode die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden bis zur erneuten Bogenzündung ansteigt, so weichen die erzeugten Schwingungen stark von der Sinusform ab, und man spricht von *Schwingungen zweiter Art.*

Schwingungen dritter Art endlich kommen dann zustande, wenn die Amplitude der Wechselspannung an den Elektroden des Bogens so groß ist, daß in der zweiten

Halbperiode von neuem eine Bogenzündung vorkommt mit umgekehrter Stromrichtung. Schwingungen dritter Art werden dann erzeugt, wenn größere Schwingleistungen benötigt werden; Schwingungen erster Art dann, wenn möglichst unverzerrte sinusförmige Schwingungen benötigt werden.

Die eben angeführten Formeln (639) und (640) gehören zur vereinfachten Theorie der Bogenschwingungen. Bei strengerer Betrachtung muß man mit den Besonderheiten der dynamischen Bogencharakteristik rechnen. Bei der Anwendung der Formeln (639) und (640) muß man U' nicht der statischen Charakteristik, sondern der „mittleren Charakteristik" entnehmen, die sich aus dem ansteigenden und dem abfallenden Zweig der dynamischen Charakteristik ergibt [1723].

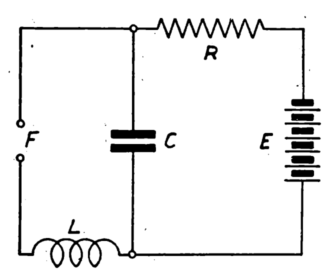


Abb. 238. Schaltbild eines Lichtbogengenerators

Bei der periodischen Stromänderung im PETROWschen Bogen ändern sich auch die Temperatur und die Gasdichte sowie die Intensität der aerodynamischen Strömung. Die Änderungen führen bei der Wahl eines entsprechenden Zustandes zur Entstehung akustischer Schwingungen in der umgebenden Luft. Man erhält dann den sogenannten *tönenden Bogen*, der reine Musiktöne befriedigend wiedergibt.

Über Untersuchungen zur Bogenentladung siehe [1750, 1761—1770, 1773—1777, 1780, 1788—1799, 1801—1836, 2502—2506].

XVII. Die positive Bogensäule bei Hoch- und Höchstdrucken

§ 1. Die Elementarprozesse im Bogenkanal

Mit der Erhöhung des Gasdruckes und mit der Zunahme der Stromdichte steigt die Temperatur in der Achse der positiven Säule, die sich von den Wandungen der Entladungsröhre abgelöst hat, mehr und mehr an. Die Ionisierungsprozesse nehmen in zunehmendem Maße den Charakter einer rein thermischen Ionisierung an. Die mittlere kinetische Energie der Plasmaelektronen nähert sich der mittleren kinetischen Energie der neutralen Gaspartikel. Das Plasma nähert sich in seinen Eigenschaften dem isothermen Plasma. Dadurch können die verschiedenen Entladungsparameter, darunter auch die Abhängigkeit der Längsfeldstärke von der Entladungsstromdichte, nach thermodynamischen und statistischen Methoden berechnet werden.

Ausgangspunkt der Theorie der positiven Säule einer Bogenentladung bei Hoch- und Höchstdruck [1837—1842] ist die SAHA-Gleichung für die thermische Ionisierung in der Form

$$\alpha^2 p = A\, T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{e U_i}{k T}}, \tag{641}$$

wobei α der Ionisierungsgrad, p der Gasdruck, A eine Konstante, T die Gastemperatur, U_i das Ionisierungspotential und k die BOLTZMANN-Konstante sind. Ferner wird das BOLTZMANNsche Theorem über die Konzentration der angeregten Atome n_a in Gestalt der Gleichung

$$n_a = n\,g\,e^{-\frac{e\,U_a}{k\,T}} \tag{642}$$

angewandt, worin n_a die Konzentration der angeregten Atome, n die Konzentration der normalen Atome, U_a das Anregungspotential des gegebenen Niveaus, g das Verhältnis der statistischen Gewichte $\frac{g_a}{g_n}$ des angeregten und des Grundzustandes des Atoms sind. Die Temperatur des Elektronengases wird der Temperatur des Neutralgases gleichgesetzt. Zur Vereinfachung des Problems wird angenommen, daß sich alle angeregten Atome auf ein und demselben Anregungsniveau befinden. Die Entladungsröhre sei senkrecht angeordnet vorausgesetzt. In einer beliebigen anderen Lage verzerren die Konvektionsströmungen des Gases die Entladungssymmetrie.

§ 2. Die Differentialgleichung des Plasmas im Gleichgewichtszustand. Die Ähnlichkeitsgesetze des Bogenkanals

Wir bezeichnen den Innenhalbmesser der zylindrischen Entladungsröhre mit R_1, den Abstand irgendeines Punktes von der Achse der Röhre mit r. Im Abstand von 1 cm senkrecht zur Röhrenachse legen wir zwei Ebenen und erhalten das ringförmige Elementarvolumen dV_1 durch zwei konzentrische Zylinder mit den Radien r und $r + dr$ nach Abb. 239. Die in einer Sekunde auf die Längeneinheit der Entladungsstrecke entfallende Energie sei N_1; dN_1 sei die Energie, die auf das von uns betrachtete Elementarvolumen entfällt.

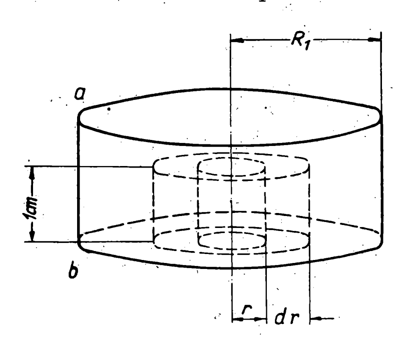


Abb. 239. Zur Aufstellung der Bilanzgleichung der Bogensäule

Die von den betrachteten Volumina pro Sekunde ausgestrahlte Energie sei S_1 bzw. dS_1.

Da die Temperatur des Gases in der Röhrenachse viel höher ist als die Temperatur an den Wandungen, so existiert in der Röhre ein ununterbrochener radialer Wärmestrom durch das Gas in Richtung von der Achse zur Wandung. dL_1 sei die Energie, die pro Zeiteinheit infolge der Wärmeleitung durch den äußeren Zylindermantel des Volumenelements mehr austritt als in der gleichen Zeit durch den inneren Zylindermantel eindringt. Nehmen wir an, daß die Konvektionsströmung des Gases streng senkrecht ist und den thermischen Zustand des Gases nicht stört.

Die Energiebilanz des Volumenelements erhält dann folgendes Aussehen:

$$dN_1 = dL_1 + dS_1\,. \tag{643}$$

Infolge der Achsensymmetrie sind alle Größen, die den Zustand des Gases und der Entladung charakterisieren, für Punkte im gleichen Abstand r von der Achse gleich. Da die Grundfläche des betrachteten Elementarvolumens $2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr$ ist, so beträgt

die in diesem Volumen freiwerdende Leistung:

$$dN_1 = 2\pi r j_r E_z dr\,, \tag{644}$$

wobei j_r die Stromdichte im Abstand r von der Achse und E_z die über dem gesamten Querschnitt der Röhre gleiche Längsfeldstärke ist. Mit λ_T als Wärmeleitkoeffizienten des Gases bei der Temperatur T erhalten wir für dL_1 unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung

$$dL_1 = 2\pi(r + dr)\left(\lambda_T \frac{dT}{dr}\right)_{r+dr} - 2\pi r\left(\lambda_T \frac{dT}{dr}\right)_r = 2\pi \frac{d}{dr}\left(r\lambda_T \cdot \frac{dT}{dr}\right) dr\,. \tag{645}$$

Nehmen wir an, die vom Gas ausgestrahlte Energie verläßt ohne merkliche Reabsorption im Gas die Entladungsstrecke. Eine derartige Annahme ist deshalb zulässig, weil die vom Gas absorbierte Resonanzstrahlung bei großem Druck nur einen unbedeutenden Teil der allgemeinen Gasstrahlung ausmacht. Da die pro Zeiteinheit ausgestrahlte Energie der Konzentration n_a der angeregten Atome proportional ist, so können wir für dS_1 schreiben:

$$dS_1 = 2\pi r\, dr \cdot C \cdot n_a\,, \tag{646}$$

worin C eine von T unabhängige Konstante ist. Setzt man (645) und (646) in (643) ein, so ergibt sich

$$2\pi r j_r E_z dr = 2\pi \frac{d}{dr}\left(r\lambda_T \frac{dT}{dr}\right) dr + 2\pi r C n_a\, dr\,. \tag{647}$$

Wenn wir den sehr kleinen Stromanteil, der auf die positiven Ionen entfällt, außer acht lassen und die Elektronenbeweglichkeit mit K_e bezeichnen, können wir auf Grund einer gleichen Berechnung, die uns zu der Beziehung (3) führte, schreiben:

$$j = n_e e K_e E_z\,. \tag{648}$$

Bezeichnen wir den rechten Teil der SAHA-Gleichung (641) mit $f_1(T)$ und ersetzen p im linken Teil durch nkT, wobei n die Konzentration der neutralen Gasteilchen ist, so finden wir

$$\alpha^2 = \frac{f_1(T)}{nkT}\,. \tag{649}$$

Hier ist n der pro Längeneinheit der Röhre eingeschlossenen Gasmenge g_1 proportional und dem Quadrat des Röhrenhalbmessers R_1 sowie der Gastemperatur im gegebenen Punkt umgekehrt proportional:

$$n = C_1 \frac{g_1}{TR_1^2}\,. \tag{650}$$

Deshalb können wir für (649)

$$\alpha = \frac{R_1}{\sqrt{g_1}}\left(\frac{f_1(T)}{C_1 k}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{R_1}{\sqrt{g_1}} f_2(T) \tag{651}$$

schreiben. Nach (262) beträgt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas bei der Feldstärke E_z:

$$u = K_e E_z = a\frac{e\lambda_e}{m\bar{v}} E_z\,, \tag{652}$$

wobei $\bar{v}$ die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen ist. Diese Geschwindigkeit ist proportional der Wurzel aus der Temperatur des Elektronengases, während λ_e umgekehrt proportional n ist. Folglich ist

$$K_e = \frac{C_2}{n\sqrt{T}}\,. \tag{653}$$

Nach Definition von α ist

$$n_e = \alpha n\,. \tag{654}$$

Aus (648), (653), (654) und (651) folgt

$$j_r = \frac{E_z R_1}{g_1^{\frac{1}{2}}} C_2 \frac{f_2(T)}{T^{\frac{1}{2}}}, \tag{655}$$

wobei T die Gastemperatur im Abstand r von der Achse ist. Aus (655) und (644) folgt

$$dN_1 = 2\pi r \frac{E_z^2 R_1}{g_1^{\frac{1}{2}}} \frac{C_2 f(T)}{T^{\frac{1}{2}}} dr = 2\pi r \frac{E_z^2 R_1}{g_1^{\frac{1}{2}}} f_3(T) dr\,, \tag{656}$$

wobei

$$f_3(T) = \frac{C_2 f_2(T)}{T^{\frac{1}{2}}}. \tag{657}$$

Nach der BOLTZMANN-Gleichung (642) ist

$$n_a = n g e^{-\frac{eU_a}{kT}} = C_1 g \frac{g_1}{T R_1^2} e^{-\frac{eU_a}{kT}} = \frac{g_1}{R_1^2} f_4(T), \tag{658}$$

worin

$$f_4(T) = \frac{C_1 g}{T} e^{-\frac{eU_a}{kT}}. \tag{659}$$

Setzt man n_a in (646) ein, und ersetzt man $Cf_4(T)$ durch $f_5(T)$, so erhält man

$$dS_1 = \frac{g_1}{R_1^2} 2\pi r f_5(T) dr\,. \tag{660}$$

Einsetzen von (656), (645) und (660) in (643) gibt

$$\frac{E_z^2 R_1}{g_1^{\frac{1}{2}}} f_3(T) = \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r \lambda_T \frac{dT}{dr}\right) + \frac{g_1}{R_1^2} f_5(T). \tag{661}$$

In der Gleichung (661) sind $f_3(T)$ und $f_5(T)$ sowie λ_T alleinige Funktionen der Variablen T. Deshalb ist Gleichung (661) eine Differentialgleichung mit den Variablen r und T. Die Randbedingungen, denen die Lösung dieser Gleichung genügen muß, sind: a) für $r = R_1 : T = T_w$, wobei T_w die Wandtemperatur der Entladungsröhre ist; b) für $r = 0$ ist $\frac{dT}{dr} = 0$, da die Gastemperatur in der Röhrenachse einen maximalen Wert hat.

Alle die Entladung charakterisierenden Größen sind bekannte Funktionen von T. Deshalb könnte die Lösung der Gleichung (661) eine vollständige Antwort auf alle mit dem gegebenen Entladungstyp verbundenen quantitativen Fragen geben. Jedoch liegt der Wert der Gleichung (661) hauptsächlich darin, daß sie bei Verwendung von dimensionslosen Größen zu den für diesen Entladungstyp spezifischen *Ähnlichkeitsgesetzen* führt, die es gestatten, die experimentell bei gewissen N_1, R_1 und g_1 ermittelten quantitativen Resultate auf einen Entladungszustand mit anderen Werten dieser Größen zu übertragen. Diese Methode ist derjenigen vollkommen analog, die man bei der Lösung gewisser Probleme der Hydrodynamik anwendet; dies geschieht ebenfalls nur auf Grund der Analyse einer Differentialgleichung und

der experimentellen Messungen an Modellen, die in Übereinstimmung mit den Ähnlichkeitsgesetzen der Hydrodynamik aufgebaut sind. In unserem Fall: *Zwei Entladungen sind dann ähnlich, wenn in entsprechenden Punkten, die durch das Verhältnis* $\frac{r}{R_1}$ *bestimmt sind, die Gastemperatur ein und dieselbe ist.*

Am wesentlichsten sind praktisch folgende zwei Ähnlichkeitsgesetze [1842].

1. *Ähnlichkeitsgesetz.* Zwei Hochdruck-Bogenentladungen in zylindrischen Röhren verschiedener Durchmesser ($2\,R_1 \neq 2\,R_1'$) mit der gleichen Gasmenge ($g_1 = g_1'$) pro cm Rohrlänge sind ähnlich, wenn $N_1 = N_1'$, d. h., wenn der Leistungsaufwand pro Längeneinheit der Röhre in beiden Fällen gleich ist.

2. *Ähnlichkeitsgesetz.* Zwei Quecksilberdampfentladungen in zylindrischen Röhren verschiedener Durchmesser $2\,R$ und $2\,R_1$ mit den verschiedenen Quecksilberdampfmengen g_1 und g_1' pro Längeneinheit sind ähnlich, wenn die pro Längeneinheit der Röhren zugeführten Leistungen N_1 und N_1' sich wie $(8{,}5 + 5{,}75\,g_1)$ zu $(8{,}5 + 5{,}75\,g_1')$ verhalten, d. h., wenn $\frac{N_1}{N_1'} = \frac{8{,}5 + 5{,}75 g_1}{8{,}5 + 5{,}75 g_1'}$ ist. Hierbei wird vorausgesetzt, daß das Quecksilber in der Entladung völlig in Dampf übergegangen ist. Die Koeffizienten 8,5 und 5,75 sind für die Quecksilberdampfentladung experimentell bestimmt worden.

Über andere Untersuchungen der Entladung bei Höchstdruck siehe [1843—1848, 1860, 1863—1866, 2507].

§ 3. Die näherungsweise Lösung des Problems für eine Bogenentladung im Quecksilberdampf bei Hoch- und Höchstdruck

Die Strahlungsleistung S_1 steigt sehr stark mit zunehmender Entladungsleistung N_1 an. Deshalb steigt, wie das Experiment zeigt, die Gastemperatur in der Röhrenachse und auch L_1, das ist die pro Sekunde von den Wandungen der Röhre abgegebene Energie, langsam mit zunehmenden N_1 an. In erster Näherung kann man $L_1 = \text{const.}$ annehmen. Das ist gleichbedeutend mit der Annahme, daß der gesamte Zuwachs der Leistung N_1 durch den Strahlungsanstieg von S_1 kompensiert wird. Der gesamte elektrische und thermische Zustand der Entladung wird eindeutig durch die Größen N_1, g_1 und R_1 bestimmt. Wir suchen nun den näherungsweisen Ausdruck für die Feldstärke E als Funktion dieser Größen.

Die Temperatur T geht in den Exponenten der SAHA-Gleichung und den der BOLTZMANN-Gleichung ein. Deshalb spielen alle Prozesse, die im äußeren Gebiet der Röhre stattfinden, in dem T mehr oder weniger schnell mit zunehmendem r abnimmt und das außerhalb des Entladungskanales liegt, für den Entladungszustand nur eine nebensächliche Rolle. Den Durchmesser $2\,R_1$ der Röhre kann man durch den effektiven Durchmesser $2\,R$ ersetzen, der annähernd dem Durchmesser der eingeschnürten positiven Säule entspricht und dem Röhrendurchmesser proportional ist. Innerhalb des effektiven Entladungsgebietes kann man die wirkliche, in verschiedenen Abständen r von der Achse verschiedene Temperatur durch eine einzige effektive Temperatur T_{eff} ersetzen, die so gewählt ist, daß man den Entladungsstrom durch die Röhre erhält. T_{eff} ist nur wenig kleiner als die wirkliche Temperatur $T_{\max}$ in der Achse der Entladungsröhre. Einem konstanten T_{eff} entspricht auch eine konstante Stromdichte j im effektiven Entladungsgebiet.

Mit den Gleichungen (648), (641), (653), (654) und (649) finden wir

$$j = \text{const} \cdot g_1^{-\frac{1}{2}} R_1 E_z T_{\text{eff}}^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{eU_i}{2kT_{\text{eff}}}}. \tag{662}$$

Man kann die Änderung des Faktors $T_{\text{eff}}^{\frac{3}{4}}$ bei einer Erhöhung von T_{eff} im Vergleich zur Änderung der Exponentialfunktion $e^{-\frac{eU_i}{2kT_{\text{eff}}}}$ vernachlässigen, d. h., man kann $T_{\text{eff}}^{\frac{3}{4}}$ durch einen konstanten Wert ersetzen und in die Konstante mit einbeziehen. Somit vereinfacht sich (662)

$$j = \text{const} \cdot g_1^{-\frac{1}{2}} R_1 E_z e^{-\frac{eU_i}{2kT_{\text{eff}}}}. \tag{663}$$

Die Entladungsstromstärke kann in folgender Weise ausgedrückt werden:

$$I = \pi R^2 \cdot j = \text{const} \cdot g_1^{-\frac{1}{2}} R_1^3 E_z e^{-\frac{eU_i}{2kT_{\text{eff}}}}. \tag{664}$$

Sämtliche konstanten Faktoren sind hier in const einbezogen (darunter auch der Proportionalitätsfaktor zwischen R und R_1). Weiterhin finden wir

$$N_1 = IE_z = \text{const} \cdot g_1^{-\frac{1}{2}} R_1^3 E_z^2 e^{-\frac{eU_i}{2kT_{\text{eff}}}} \tag{665}$$

und hieraus

$$E_z = \text{const} \cdot N_1^{\frac{1}{2}} g_1^{\frac{1}{4}} R_1^{-\frac{3}{2}} e^{+\frac{eU_i}{4kT_{\text{eff}}}}. \tag{666}$$

Setzen wir für das mittlere Anregungsniveau m, wenn wir nach (642) beachten, daß die Strahlungsintensität der Konzentration der angeregten Atome proportional ist, so gilt

$$S_1 = \text{const} \cdot g_1 e^{-\frac{eU_m}{kT_{\text{eff}}}}. \tag{667}$$

Aus (667) folgt

$$e^{+\frac{e}{kT}} = \frac{g_1^{\frac{1}{U_m}}}{S_1^{\frac{1}{U_m}}}; \qquad e^{+\frac{eU_i}{4k\,T_{\text{eff}}}} = \frac{g_1^{\frac{U_i}{4U_m}}}{S_1^{\frac{U_i}{4U_m}}}.$$

Setzen wir den letzten Ausdruck in (666) ein, und ersetzen wir S_1 durch $N_1 - L_1$ wegen der allgemeinen Energiebilanz $N_1 = S_1 + L_1$, so erhalten wir

$$E_z = \text{const} \frac{N_1^{\frac{1}{2}} g_1^{\frac{1}{4}+\frac{U_i}{4U_m}}}{R_1^{\frac{3}{2}} (N_1 - L_1)^{\frac{U_i}{4U_m}}}. \tag{668}$$

Der Ausdruck (668) zeigt, daß bei ein und derselben Menge g_1 Quecksilberdampf pro cm der Entladungsröhre und bei ein und derselben Leistung N_1 die Feldstärke im Plasma der Quecksilberdampfentladung bei Hoch- und Höchstdruck proportional

$1/D_1^{\frac{3}{2}}$ (Röhrendurchmesser $= D_1$) ist oder

$$E_z D_1^{\frac{3}{2}} = \text{const.} \tag{669}$$

Bei konstantem N_1 und verschiedenen Werten von g_1 erhalten wir

$$E_z D_1^{\frac{3}{2}} = \text{const} \cdot g_1^{\frac{1}{4}+\frac{U_i}{4U_m}}. \tag{670}$$

In völliger Übereinstimmung mit dieser Formel erhält man bei der graphischen Darstellung der experimentellen Werte für $E_z \cdot D_1^{\frac{3}{2}}$ als Funktion von g_1 in logarithmischem Maßstab eine gerade Linie (Abb. 240). Der Tangens des Neigungswinkels dieser Geraden muß der Gleichung

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{1}{4}\left(1 + \frac{U_i}{U_m}\right) \tag{671}$$

genügen. Der Wert von $\operatorname{tg}\varphi$, der aus dieser graphischen Darstellung hervorgeht, ist 0,585. Hieraus ergibt sich die Höhe des mittleren angeregten Niveaus für Quecksilberdampf zu $U_m = \frac{3}{4} U_i = \frac{3}{4} \cdot 10{,}4 = 7{,}8\,\text{V}$. Das Einsetzen

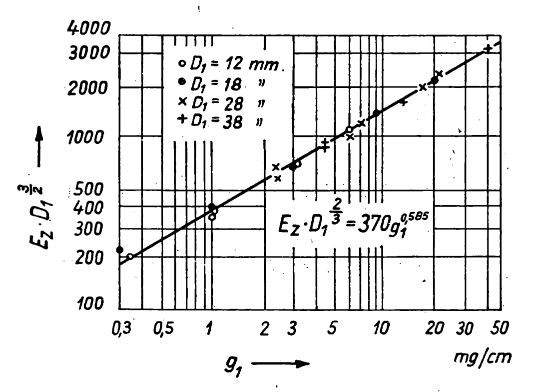


Abb. 240. Graphische Darstellung des Produktes $E_z \cdot D_1^{\frac{3}{2}}$ in Abhängigkeit von g_1. Die Koordinaten sind logarithmisch geteilt

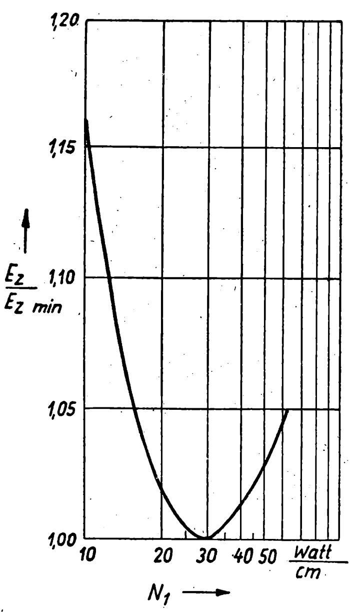


Abb. 241. Die Abhängigkeit des Verhältnisses des Gradienten E_z zu seinem minimalen Wert $E_{z\,\min}$ von der Entladungsleistung N_1 bei gegebenem g_1 und D_1

dieses Zahlenwertes in (671) ergibt für die Berechnung der Feldstärke E mit den Daten N_1, g_1 und R_1:

$$E_z = \text{const}\,\frac{N_1^{\frac{1}{2}}\,g_1^{\frac{7}{12}}}{R_1^{\frac{3}{2}}(N_1 - L_1)^{\frac{1}{3}}}. \tag{672}$$

Den Wert für die Konstante in (672) und den Wert von L_1 kann man experimentell bestimmen. Sucht man das Minimum von E_z als Funktion von N_1, so findet man für konstantes g_1 und R_1 bei $N_1 = 3L_1$ den kleinsten Wert für E_z. Wie die Kurve der Abb. 241 zeigt, ist der entsprechende Wert von N_1 gleich 28 Watt/cm. Hieraus ergibt sich für $L_1 = 9{,}3$ Watt/cm. Für die Konstante der Formel (672) ergibt das Experiment den Wert $85 \cdot 2^{\frac{3}{2}}$. Das Minimum von E_z liegt bei $N_1 = 28$ Watt/cm:

$$E_{z\,\min} = 370 \cdot g_1^{\frac{7}{12}} \cdot D_1^{-\frac{3}{2}}. \tag{673}$$

Bei kleinen Werten von N_1 darf man L_1 nicht als konstant betrachten; $\ln\left(E_z D_1^{\frac{3}{2}}\right)$ ist dann keine lineare Funktion von $\ln g_1$ mehr, und die Gleichungen (669), (670) und (672) sind nicht mehr richtig.

Unter Zugrundelegung des Änderungsverlaufes von λ_T mit der Temperatur gab ELENBAAS eine Kurve an, die die Abhängigkeit T von r für den besonderen Fall wiedergibt, wenn $N_1 = 40$ Watt/cm, $D_1 = 20$ mm; $g_1 = 3{,}06$ mg/cm, $p = 760$ Torr, $T_w = 875°$ K und $T_{\max} = 6400°$ K ist. $T_{\max}$ ist nicht willkürlich gewählt, sondern ergibt sich aus der Temperatur T_w der Wandungen und der Beziehungen zwischen dem Druck p und der Quecksilberdampfmenge g_1 pro Längeneinheit der Röhre[1]).

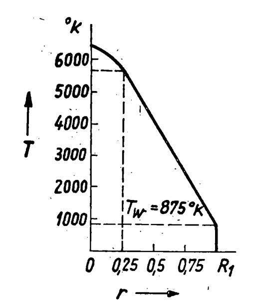


Abb. 242. Die Temperaturverteilung über dem Halbmesser der Entladungsröhre für eine Quecksilberdampfentladung bei einem Quecksilberdampfdruck von 1 Atm, einer Entladungsleistung von 40 Watt/cm, einem inneren Halbmesser der Röhre von 20 mm und einer Quecksilbermenge von 3,06 mg pro cm Rohrlänge

[1]) Es sei g_{Hg} die Masse eines Quecksilberatoms. In jedem Elementarvolumen im Abstand r von der Achse (Abb. 239) befinden sich $2\pi r n dr = \frac{2\pi p r}{k T} dr$ Quecksilberatome. Pro Zentimeter Rohrlänge werden

$$\frac{g_1}{g_{\mathrm{Hg}}} = \frac{\pi p}{k} \int_0^{R_1} \frac{2 r\, dr}{T}$$

Quecksilberatome vorhanden sein. Dies läßt sich umformen in

$$\int_0^{R} \frac{d(r^2)}{T} = \frac{k g_1}{\pi g_{\mathrm{Hg}}\, p}.$$

In diesem Ausdruck ist der rechte Teil bekannt. ELENBAAS wählt $T_{\max}$ so, daß bei dem von ihm angenommenen Verlauf λ_T (T) und dem hieraus entspringenden Verlauf der Kurve $\frac{1}{T} = f(r^2)$ der linke Teil des Ausdruckes gleich dem rechten wird.

Mit Kenntnis der Temperaturverteilung über dem Halbmesser kann man sämtliche Parameter der Entladung berechnen, darunter auch den Entladungsstrom *I*. Das Experiment ergab gute Übereinstimmung mit der Theorie. Der Druck in der Röhre (eine Atmosphäre) wurde dadurch geprüft, daß die bei 875° K erweichte Glaswandung der Röhre weder nach der einen, noch nach der anderen Seite einbuchtete. Die gefundene Temperaturverteilung ist in Abb. 242 dargestellt.

Zu dem in diesem Kapitel gehörenden Entladungstypus gehört auch die positive Säule im PETROWschen Bogen, die einen isothermen Plasmakanal darstellt. Jedoch entfallen in diesem Fall die Grenzbedingungen an den Wandungen der Röhre und müssen durch die Verhältnisse in der Grenzschicht des Entladungskanals ersetzt werden. Der Halbmesser dieses Kanals muß seinerseits aus den Gesetzen der ambipolaren Diffusion, den Gesetzen der Bildung negativer Ionen in der Grenzschicht und der Wärmebilanz der gesamten Säule der positiven Flamme bestimmt werden.

Über die Strahlungen des Entladungskanales im Quecksilberdampf siehe auch [1851—1859, 1861, 1862] sowie § 13 des XI. Kapitels dieses Buches und die dort aufgeführte Literatur.

§ 4. Die Bogenentladung in Edelgasen bei Höchstdrucken

Zur Zeit ist außer der Höchstdruckbogenentladung im Quecksilberdampf (bis zu 100 Atm und mehr) auch die Bogenentladung in Edelgasen, Ne, Ar, Kr und Xe, bei Drucken bis zu 20 Atm[1]) erforscht und der praktischen Verwendung zugeführt worden [1199, 1208].

Diese Entladung erhält man in mehr oder weniger dickwandigen kugelförmigen Quarzkolben mit eingeschmolzenen Wolframelektroden (siehe Abb 243). Die dritte Elektrode dient zur Zündung der Entladung mit einem Funkeninduktor. Das Edelgas wird entweder unter Hochdruck in den Lampenkolben gefüllt oder (wenn es sich um Ar, Kr oder Xe handelt) im Lampenkolben bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs eingefroren. Sodann wird der Lampenkolben von der Pumpe abgezogen.

Der Unterschied zwischen einer Höchstdruckentladung in Edelgasen und im Quecksilberdampf besteht im unterschiedlichen Verhalten der Stromdichte im Entladungskanal bei Erhöhung der Stromstärke. Im Quecksilberdampf vergrößert sich der Durchmesser des Bogenkanals bei höchsten Drucken im kugelförmigen Kolben fast gar nicht mit zunehmender Stromstärke, während die Stromdichte im Kanal und die Helligkeit ansteigen. In einatomigen Edelgasen bleibt beim Stromanstieg die Stromdichte im Kanal bei gleichzeitiger Zunahme des Kanalquerschnitts konstant.

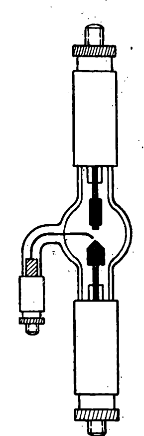


Abb. 243. Hochdrucklampe mit kugelförmigem Kolben

Der zweite Unterschied besteht darin, daß der Potentialgradient in Ar, Kr und Xe bedeutend kleiner ist als im Quecksilberdampf. Deshalb wird der gleiche Entladungsstrom in diesen Gasen bei bedeutend kleinerer Potentialdifferenz zwischen den Elektroden

[1]) Fülldruck. (Die Red.)

unterhalten als im Quecksilberdampf. Die kleinen Werte des Potentialgradienten erklären sich durch die bedeutend kleinere Anzahl elastischer Stöße der langsamen Elektronen mit den Gasatomen infolge des spezifischen Verlaufes der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Elektronengeschwindigkeit für diese Gase (die Kurven in Abb. 127 auf S. 220).

Die Hochdruckentladung in Ne, Ar, Kr und Xe besitzt ein kontinuierliches Strahlungsspektrum (siehe § 13, Kap. XI). Dieser Umstand bestimmt die Anwendungsgebiete der Edelgas-Höchstdrucklampen.

Im Zusammenhang mit den Untersuchungen des Bogenkanals im Quecksilberdampf und in Edelgasen bei Drucken von einer Atmosphäre und mehr wurden die Bedingungen ermittelt, welche die Querausdehnung und die Form des leuchtenden Kanals der Bogenentladung bestimmen und den Bogen zur Stabilität führen [1863, 1864, 2507]. Es wurden Faktoren gefunden, die zur Stabilität des Bogens führen. Bei einer Bogenentladung in einer mehr oder weniger engen zylindrischen Röhre bedingt der Einfluß der Wandungen die Form und die Stabilität des Kanals, und der Zustand des Bogens kann durch die im § 2 dieses Kapitels dargelegte Theorie beschrieben werden.

Bei einem mehr oder weniger langen Kanal (d. h. bei einem mehr oder weniger großen Elektrodenabstand) in einem weiten Gefäß oder bei freier Atmosphäre spielen die Konvektionsströmungen der heißen Gase, die den Kanal umgeben, die Hauptrolle. Infolge der Pulsation dieser Strömungen, die den Zustand der Bogenentladung ändern, findet eine Stabilisierung im strengen Sinne des Wortes nicht statt; der *konvektionsstabilisierte Bogen* schwingt entweder hin und her, oder er stimmt mit der turbulenten Gasströmung überein, oder er verhält sich ähnlich wie eine Flamme.

Bei kleinem Elektrodenabstand wird die Form des Bogenkanals durch seine Kontraktion an Kathode und Anode bestimmt. Die Kontraktion wird wie beim Kohlelichtbogen durch die Energiebilanz der kathodischen und anodischen Bogenteile bestimmt. Die Form des Kanals nähert sich der eines Rotationsellipsoids. In der Arbeit [1864] wurde die mathematische Theorie eines derartigen elektrodenstabilisierten ellipsenförmigen Bogens angegeben. Diese Theorie erfaßt außer der thermischen Ionisierung (SAHA-Gleichung), der Strahlung und der Wärmeleitfähigkeit, auch die ambipolare Diffusion der Ionen und Elektronen von der Bogenachse in die äußeren Zonen. Die Ähnlichkeitsgesetze nehmen in dieser Theorie eine etwas andere Form an.

XVIII. Die Funkenentladung und der Blitz

§ 1. Das allgemeine Aussehen und die einzelnen Arten der Funkenentladung

Im Gegensatz zu den bisher betrachteten Entladungstypen ist die Funkenentladung eine intermittierende Entladung, auch dann, wenn eine Gleichstromquelle benutzt wird.

Der äußeren Form nach stellt die Funkenentladung ein Bündel greller verästelter dünner Kanäle dar, die den Entladungsraum durchdringen und einzeln sehr schnell

erlöschen. Die leuchtenden Kanäle — *Funkenkanäle* — enden oft irgendwo in der Entladungsstrecke, ohne die gegenüberliegende Elektrode erreicht zu haben. Die Entladungsstrecke bei der Funkenentladung kann im Hinblick auf den elektrischen Zustand somit auch nicht als homogen über den gesamten Querschnitt angesehen werden, wie z. B. die Glimmentladung und die positive Säule.

Infolge des intermittierenden Charakters der Entladung und der Mannigfaltigkeit des Aussehens werden die quantitativen Untersuchungen der inneren Parameter der Funkenentladung erschwert. Eine der Untersuchungsmethoden der Funkenentladung besteht im Photographieren. Die Anwendung der üblichen photographischen Verschlüsse ergibt bei Aufnahmen von Funken lediglich ein allgemeines Bild, das eine Überlagerung der einzelnen Entwicklungsphasen der Entladung darstellt. Um die einzelnen Phasen der Funkenentladung festzuhalten, verwendet man als Verschluß eine hochfrequent gesteuerte KERR-Zelle.[1])

Eine andere Untersuchungsmethode der Funkenentladung besteht im Photographieren der Funkenkanäle mit einer Kamera, deren Objektiv sich sehr schnell bewegt (rotiert) (BOYC-Kamera) oder bei der den Film sehr schnell bewegt wird. Folglich werden die einzelnen schnell aufeinanderfolgenden Kanäle an verschiedenen Stellen des Films aufgenommen. Man kann sie nicht nur voneinander unterscheiden, sondern auch ihre zeitliche Entwicklung verfolgen. Besonders verbreitet und erfolgreich ist die Anwendung der BOYC-Kamera bei der Untersuchung der gewaltigsten Funkenentladung, des Blitzes. Diese Untersuchungen zeigten, daß die Funkenkanäle manchmal in irgendeinem beliebigen Punkt zwischen den Elektroden beginnen.

Die Funkenentladung entsteht bei großem Gasdruck. Die Zündspannung muß dabei sehr hoch sein. Nachdem jedoch die Entladungsstrecke vom Funkenkanal durchbrochen ist, wird der Widerstand der Funkenstrecke sehr klein, wobei ein starker Strom zustande kommt, der zu einer Umgruppierung der ursprünglichen Potentiale führt, so daß auf die Entladungsstrecke selbst nur noch eine sehr geringe Spannung entfällt. Ist die Stromquelle nicht ergiebig genug, so wird die Entladung nach dem kurzen Stromimpuls durch den Funkenkanal wieder unterbrochen. Die Spannung zwischen den Elektroden steigt wieder bis auf den ursprünglichen Wert an, und der Funkendurchbruch wiederholt sich unter Bildung eines neuen Funkenkanals. Die Zeit für den Spannungsanstieg ist um so größer, je größer die Kapazität zwischen der Funkenstrecke ist. Deshalb verringert eine Kapazität parallel zur Funkenstrecke die Funkenfolge, d. h., es verstreicht mehr Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Funken. Gleichzeitig erhöht sich aber auch die Intensität des Funkens sowie die Intensität der damit verbundenen Effekte. Durch den Funkenkanal fließt eine größere Elektrizitätsmenge, und daher erhöht sich die Amplitude und die Dauer des Stromimpulses.

Bei großer Kapazität, wenn bei jedem einzelnen Entladungsstoß eine große elektrische Ladung die Entladungsstrecke durchfließt, leuchten die Funkenkanäle hell und rufen den Eindruck breiter Streifen hervor [1880]. Derartige Funkenentladungen eines Kondensators bezeichnet man als *kondensierte Entladungen*.

---

[1]) Eine KERR-Zelle besteht aus einer elektrooptischen (doppelbrechenden) Flüssigkeit (beispielsweise Schwefelkohlenstoff) zwischen zwei Kondensatorplatten. Bringt man eine KERR-Zelle in den Strahlengang zwischen zwei gekreuzte NICOLsche Prismen, so wird beim Anlegen einer starken Spannung an die KERR-Zelle die Anordnung infolge von Doppelbrechung lichtdurchlässig.

Wird zwischen die Elektroden ein Hindernis in Form einer nicht zu dicken festen nichtleitenden Wand (Pappe, Hartgummi, Glas u. ä.) gebracht, so wählt die Funkenentladung nicht immer einen Umweg um dieses Hindernis. Ist der mögliche Umweg durch das Gas zu lang oder überhaupt nicht möglich, so durchschlägt der Funken nicht nur den Gasraum, sondern auch das feste Hindernis, in dem er sich einen Durchbruch durch das Material schafft.

Die Strahlung des Funkenkanals und Berechnungen der im Kanal freiwerdenden Energie zeigen, daß sehr hohe Gastemperaturen bis zu 10000° C auftreten, die zur thermischen Ionisierung ausreichen. Der Druck im Funkenkanal kann ebenfalls sehr hohe Werte erreichen. Die schnelle Bildung von Hochdruckgebieten und ihre Ausbreitung im Gas ist von explosionsartigem Charakter und ist die Ursache für die Schalleffekte, die die Funkenentladung begleiten. Diese Effekte werden vom Ohr als das für die Funkenentladung charakteristische Knistern empfunden. Bei der kondensierten Funkenentladung ähnelt der Schalleffekt einer Reihe aufeinanderfolgender heftiger Stöße und kleiner Explosionen. Beim Blitz erscheint dieser Effekt als Donner.

In der Literatur begegnet man Hinweisen auf verschiedene Typen der Funkenentladung; man spricht von einem *Bogenfunken* und von einem *Glimmfunken*. Der Kanal des ersteren erinnert seiner äußeren Gestalt nach an die scharf umrissene (kontrahierte) positive Säule einer Hochdruck-Bogenentladung, der Kanal des zweiten hat geringe Helligkeit, ist weniger scharf abgegrenzt und ähnelt der positiven Säule einer Glimmentladung. Diese Klassifikation hat bisher keinen Eingang in die Theorie der Funkenentladung gefunden. Die an der positiven oder an der negativen Elektrode gebildeten Kanäle haben verschiedene Gestalt: Im ersten Fall beobachtet man scharfe und helle Umrisse der Kanäle, im zweiten eine feinere Verästelung mit verschiedenen diffusen Rändern.

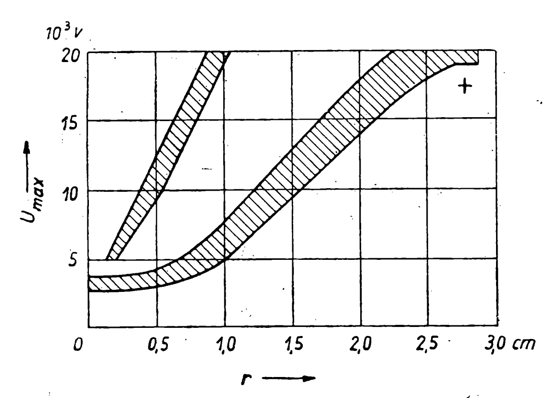


Abb. 244. Die Abhängigkeit des Halbmessers r der Gleitentladungsfiguren der positiven und der negativen Elektrode von der Spannungsamplitude U_{max}. Das gestrichelte Gebiet entspricht den Streuungen der beobachteten Werte

Als elektrischen Funken bezeichnet man auch den Durchgang des elektrischen Stromes durch Gase bei der Hochfrequenzentladung, z. B. bei einem Kondensator mit kleinem Plattenabstand [1931, 1932]. J. J. THOMSON zeigte, daß hierbei über einen bedeutenden Teil einer Halbperiode eine Wechselstrombogenentladung vorliegt [1929, 1930]. Die Parameter dieser Entladung, insbesondere der Verlauf der dynamischen Strom-Spannungs-Charakteristik sind zur Erzeugung gedämpfter elektrischer Schwingungen mit Hilfe einer Kondensatorentladung wesentlich, wie dies im Jahre 1916 der russische Physiker D. A. ROSHANSKI zeigte [1931].

Eine besondere Art der Funkenentladung ist die *Gleitentladung*, die längs der Grenze fester Dielektrika (Glas, Hartgummi) und eines Gases auftritt. Eine Elek-

r abgerundeter Stift, der die dielektrisch
ist der Metallbelag auf der gegenüberli
Platte. Die Entladungsgebiete, in dener

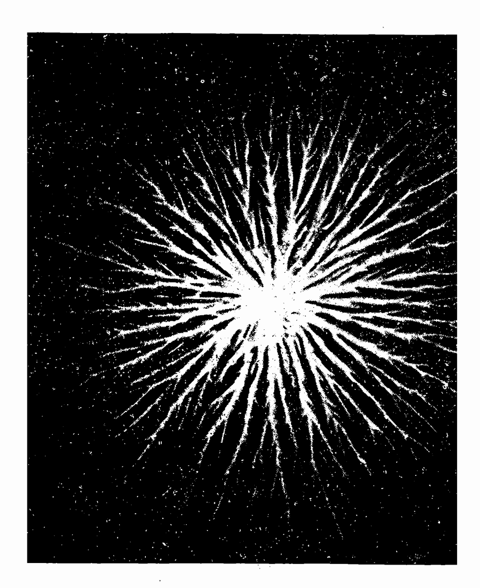
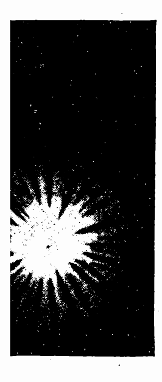


Abb. 245. Positive Gleitentladung



ladung

Die durch eine Gleiter
auf der Oberfläche eines
trikums sichtbar ger
Bilder bezeichnet m
LICHTENBERG*sche*
Diese Figuren können
stimmung der Entladu
rität dienen, da zwisch
Aussehen der Gleiter
einer positiven und ein
tiven Elektrode ein me
Unterschied besteht (A
und 246).

Die Gleitentladung v
Messung hoher Spannu
ERGschen Figuren bestimmt man die m
ulses. Von dieser Spannung hängt der Hal
gkeit ist über einen ziemlich großen Spa
([4], Bd. II, S. 237) [1882, 1883].

Die Abbildungen 245 und 246 sind Beispiele für eine positive und eine negative LICHTENBERGsche Figur.

Die Geräte, in denen LICHTENBERG-Figuren und Gleitentladungen ausgenutzt werden, heißen Klydonographen und finden bei statistischen Untersuchungen der Gewittererscheinungen und des Blitzes Anwendung. Über die Untersuchungen der Gleitentladung siehe auch [1905—1908, 1969].

§ 2. Die Zündspannung der Funkenentladung

Bei Atmosphärendruck und einer Konfiguration der Entladungsstrecke, die eine Koronaentladung nicht gestattet, sowie bei einer Stromstärke, die die Entwicklung und die Aufrechterhaltung einer stationären Bogenentladung nicht zuläßt, ist die Funkenentladung das *Endstadium* der Entladung beim Übergang von der unselbständigen in die selbständige Entladung. In diesem Fall ist die Zündspannung der Funkenentladung oder das *Funkenpotential* gleich der Zündspannung der selbständigen Entladung und unter den übrigen gleichen Bedingungen eindeutig durch den Elektrodenabstand bestimmt. Deshalb dient seit langem die Messung des Abstandes zweier Kugelelektroden, bei dem ein Funkenüberschlag in atmosphärischer Luft erfolgt, zur Bestimmung der angelegten Spannung. Dies ist in der Hochspannungstechnik eine allgemein übliche Methode zur Messung hoher Spannungen. Das Problem des Funkenpotentials in atmosphärischer Luft für Kugelelektroden wurde theoretisch und experimentell sehr genau erforscht [1884, 1885, 1877, 1945, 1947, 1954]. Zur Bestimmung des Funkenpotentials aus dem Abstand zweier Kugeln wurden Formeln und Tabellen mit entsprechenden Korrekturen für Temperatur, Druck und Luftfeuchtigkeit aufgestellt. Als Beispiel sei Tabelle 41 angeführt. Bei großen U und d üben die Verzerrungen der Feldkonfiguration durch benachbarte Gegenstände einen starken Einfluß auf die Meßgenauigkeit aus.

Tabelle 41

Durchbruchsspannung in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand d und dem Durchmesser $2R$ der Kugelelektroden bei 50 Hz Wechselstrom. U_z ist die effektive Durchbruchsspannung, $p = 760$ Torr, $t = 25°$C. Die Zahlen der linken Spalten beziehen sich auf nicht geerdete Elektroden, deren Potentiale symmetrisch zum Erdpotential liegen. Die Zahlen der rechten Spalten gelten für den Fall, daß eine der Elektroden geerdet ist

$2R = 2{,}0$ cm			$2R = 12{,}5$ cm			$2R = 25$ cm			$2R = 50$ cm			$2R = 100$ cm		
d [cm]	U_z [kV$_{eff}$]		d [cm]	U_z [kV$_{eff}$]		d [cm]	U_z [kV$_{eff}$]		d [cm]	U_z [kV$_{eff}$]		d [cm]	U_z [kV$_{eff}$]	
0,2	5,6	5,6	0,25	6,5	6,5	0,5	11	11	2	40,0	40,0	5	100	100
0,3	8,0	8,0	0,50	12,0	12,0	1,0	22	22	4	76,5	76	10	195	195
0,4	10,3	10,3	1,0	22,0	22,0	2,0	42	42	6	115,5	112	20	364	360
0,5	12,5	12,5	2,0	41,0	41,0	3,0	61	61	8	149,0	145	50	770	730
0,6	14,8	14,6	3,0	59,0	59,0	5,0	96	94	10	189	185	100	1182	1057
0,7	17,0	16,7	4,0	76,0	75,0	7,5	135	132	20	335	320	150	1412	1212

Das Funkenpotential ist dann nicht gleich, sondern größer als die Zündspannung der selbständigen Entladung, wenn infolge großer Inhomogenität des Feldes an

den Elektroden beim Übergang von der unselbständigen in die selbständige Entladung der Durchbruch nicht schlagartig, sondern in Form einer selbständigen Entladung, der sogenannten Koronaentladung, erfolgt, worüber im Kap. XX die Rede sein wird.

Bei einer Funkenentladung mit kurzer Entladungsstrecke tritt eine spezifische Zerstörung des Anodenmetalles auf, eine *Erosion*. Die Erosion erfolgt in einem kleinen Bereich der Anodenoberfläche. Auf der Grundlage dieser Erscheinung wurde von den sowjetischen Ingenieuren und Stalinpreisträgern B. R. und N. J. LASARENKO eine Elektrofunkenmethode (Elektroerosion) zum genauen Schneiden, Bohren und anderen feinen Metallbearbeitungen entwickelt [1991], die immer mehr Anwendung findet.

§ 3. Die Unzulänglichkeit der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie zur Erklärung der Funkenentladung. Die Streamer

Wenn sich der Durchbruch nicht schlagartig vollzieht und keine Koronaentladung entsteht, unterscheidet sich die Zündspannung der Funkenentladung für Werte $pd > 200$ cm · Torr von den Werten, wie sie nach der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie berechnet worden sind. Darüber hinaus führen eine Vielzahl von Beobachtungen verschiedener Experimentatoren der Funkenentladung und die von ihnen experimentell ermittelten Tatsachen zu einer Reihe nicht nur quantitativer, sondern auch qualitativer Abweichungen von der Entladungstheorie nach TOWNSEND-ROGOWSKI [1870, 1917, 1913]. Diese Unstimmigkeiten zwischen Theorie und Experiment kann man in folgende Hauptgruppen aufteilen:

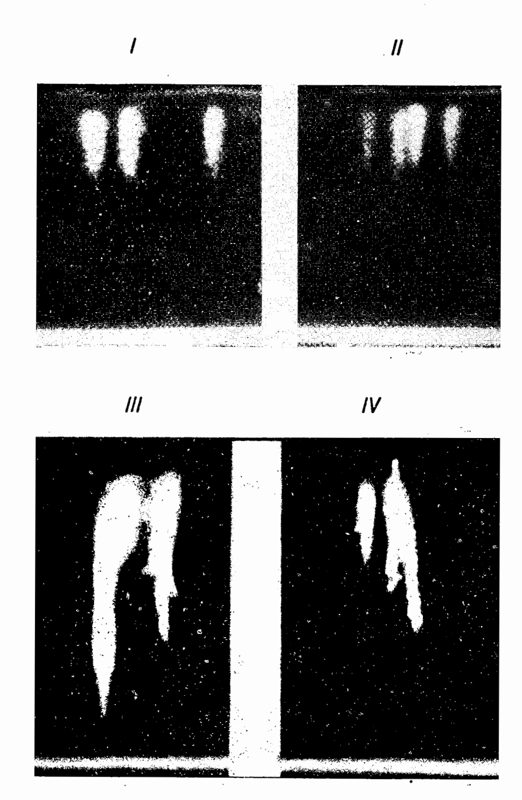
1. Es bestehen Unterschiede zwischen den berechneten und beobachteten Durchbruchszeiten. Um diesen Widerspruch zu beseitigen, versuchte ROGOWSKI, den Einfluß der Raumladungen zu erfassen. ROGOWSKI konnte jedoch nur auf eine mögliche Erklärung der kurzen Durchbruchszeit hinweisen und gab kein vollständiges Bild der Erscheinung. Seine Theorie gab auch keine Antwort auf die Frage, ob ein Durchbruch durch eine einzelne Lawine, die sich unter günstigen Bedingungen aus einem freien Elektron an der Kathode entwickelt, hervorgerufen werden kann oder nicht.

2. Nach TOWNSEND-ROGOWSKI hat der Durchbruch seine Ursache im Ansteigen der Ionisation (Verstärkungsfaktor μ), die unzertrennlich mit den γ-Prozessen auf der Kathode verbunden ist. Deshalb muß die Natur der Kathode beim Durchbruchsprozeß eine wesentliche Rolle spielen. Inzwischen hat sich gezeigt, daß die Zündspannung der Funkenentladung bei Atmosphärendruck vom Material der Kathode unabhängig ist. Bei langgestreckten Funkenentladungen, im Blitz, in der positiven Koronaentladung, wirkt sich die Natur der Kathode in keinerlei Weise auf die Entladung aus. Der Übergang in die selbständige Entladung geschieht ohne γ-Prozesse. Das gleiche tritt offensichtlich bei Versuchen zur Bestimmung des Koeffizienten der Volumenionisation nach der TOWNSEND-Methode auf. Etwa bei Atmosphärendruck springt manchmal bei einem Entladungszustand, der dem geradlinigen Teil der Kurve $\ln i = f(d)$ entspricht, zwischen den Elektroden ein Funke über, wobei γ vernachlässigbar klein ist und γ-Prozesse, die zum Durchbruch führen, nachweislich fehlen.

3. Die mit dem Durchbruch verbundene Umbildung der Raumladungen muß um so schneller vonstatten gehen, und damit die Zeitdauer für den Durchbruch

Experimentelle Untersuchun-
en der ersten Entwicklungs-
;adien der Funkenentladung
ıit der KERR-Zelle [1909—1912]
ɔwie die Zuhilfenahme der
VILSON-Kammer (Arbeiten von
;AETHER [1914, 1915]) zeigten,
aß die unselbständige Entla-
ung, die der Funkenentladung
orangeht, ebenfalls diskon-
.nuierlich aufgebaut wird. Die
xperimentellen Untersuchungen
ıit der WILSON-Kammer wurden
on uns bereits im Kapitel über
ie Volumenphotoionisierung
ɜiehe Abb. 106—110) beschrieben.

grundlegenden Versuchen hatte die Kamm
aviolette Strahlung der Hilfsfunkenstreck
abgedeckte Öffnung in der Anode auf d
ode gegebenen rechteckförmigen Spannung
er, die zum völligen Durchbruch nötig is
sen der einzelnen Lawinen von der Kathod



ampfvolumens in der Kammer verringert
der Abb. 249 sieht man die Ansammlur
rungsgrad der Lawinen weit übertreffe
sie wachsen von der Anode zur Kathod
die Anode erreicht hat. Während sich d
usdehnen, wachsen die von der Anode au
ackförmigen, oft verzweigten Wegen. Durc
n Aufnahmen, die unter gleichen Bedingunge
Spannungsstoß gemacht wurden, ergab sic
die Elektronenlawinen von $1{,}25 \cdot 10^7$ cm/
chkeit unter den gegebenen Versuchsbedi
keit des positiven Streamers erwies sich, w

das schon früher gezeigt wurde [1916], größer als die Ausdehnungsgeschwindigkeit der Elektronenlawinen und die mögliche Fortbewegungsgeschwindigkeit der Elektronen im Gas unter den gegebenen Bedingungen und beträgt $3—4 \cdot 10^8$ cm/s. Erreicht der positive Streamer die Kathode und verbindet er Kathode und Anode mit einem durchgehenden, leitenden Kanal, so bildet sich an der Stelle der Kathode, an welcher der Kanal des ionisierten Gases die Kathode berührt, ein heller Kathodenfleck. Zu gleicher Zeit durchläuft ein starker Stromimpuls diesen Kanal mit großer Geschwindigkeit ($10^9—10^{10}$ cm/s), der den mit positiven Ionen gefüllten Streamerkanal in einen hell leuchtenden Hauptfunkenkanal verwandelt, der den Durchbruch der Entladungsstrecke beendet.

Das Anwachsen des Streamers beginnt nicht unbedingt an der Anode und vollzieht sich nicht unbedingt in Richtung zur Kathode (*positiver Streamer*). Es wachsen auch Streamer an, die in irgendeinem Punkt der Entladungsstrecke zwischen Kathode und Anode entstehen. Streamer, die in Richtung zur Anode anwachsen, heißen *negative Streamer*. Ebenso wie die positiven Streamer wachsen sie schneller als eine einfache Elektronenlawine. Deshalb können die negativen Streamer durch die Elektronenbewegung allein, die zur Stoßionisierung führt, nicht erklärt werden.

§ 4. Die Theorie der Streamer

Im Gegensatz zur Durchbruchstheorie von TOWNSEND-ROGOWSKI, die die Vorstellung des allmählichen Aufschaukelns der Lawinen durch γ-Prozesse auf der Kathode benutzt, ist die Streamertheorie eine Theorie des *Einlawinendurchbruchs*. Nach dieser Theorie wird die Entladungsstrecke beim Durchbruch nur von einer Lawine durchlaufen, die einen Streamer hervorruft, der sich schnell über die Entladungsstrecke ausdehnt.

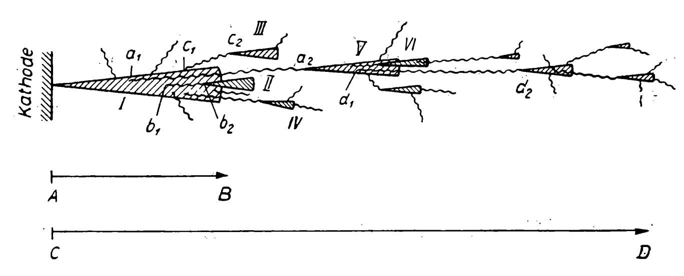


Abb. 250. Darstellung der Ausdehnung eines negativen Streamers. *I* die Hauptlawine, die sich von der Kathode mit der Geschwindigkeit v_{Law} ausdehnt; *II*, *III*, *IV*, *V* usw. durch Photoelektronen gebildete Lawinen. Photonen werden von angeregten Atomen in den Punkten a_1, b_1, c_1 usw. ausgestrahlt; die Photoionisierung der Gasatome erfolgt in den Punkten a_2, b_2, c_2 usw. Durch gewellte Linien ist die Fortschreitung der Photonen zwischen den Punkten $a_1 a_2$, $b_1 b_2$, $c_1 c_2$ usw. dargestellt. Die Vektoren AB und CD sind der Ausdehnungsgeschwindigkeit der Lawinen v_{Law} und der Ausdehnungsgeschwindigkeit des Streamers v_{Str} proportional (das Verhältnis $v_{\text{Str}}/v_{\text{Law}}$ ist zur Vereinfachung der Zeichnung verringert worden). Die Lawine *I* hat die Lawine *II*, und die Lawine *V* hat die Lawine *VI* eingeholt. Kurze Zeit später werden auch die übrigen Lawinen ineinanderfließen und die Bildung des Streamers wird vollzogen sein

Über eine ältere Darstellung des Mechanismus der Funkenentladung siehe [1933, 1953]. Eine vollständigere Erklärung des Mechanismus der negativen Streamer beruht auf der Volumenphotoionisierung des Gases und auf der Bildung eines verstärkten Feldes am Lawinenkopf. RAETHER gab ein anschauliches Schema für die Bildung des negativen Streamers, wie Abb. 250 zeigt. Nach diesem Schema sind die durch die Photoionisierung vor der Hauptlawine gebildeten freien Elektronen Urheber neuer Lawinen, die in einem einzigen mächtigen negativen Streamer zusammenfließen, der sich schnell zur Kathode hin bewegt. Die gleichen Bilder benutzen MEEK und LOEB [1870] zur Erklärung des Mechanismus der positiven Streamer (Abb. 251a, b, c). A, B, C, D ist die allgemein übliche Darstellung einer Lawine. Durch die Wellenlinien sind die Photonen im Gas dargestellt. D stellt

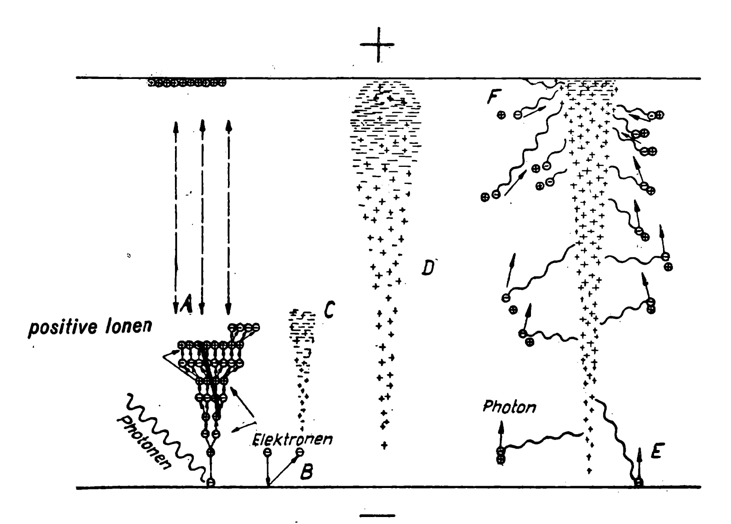


Abb. 251a. Darstellung der Entwicklung von Lawinen und Streamern nach LOEB und MEEK

die Lawine in dem Augenblick dar, in dem der negative Lawinenkopf gerade die Anode berührt. F und E sind die Entwicklungsstadien, die dann eintreten, wenn die negativen Ladungen der Lawine auf die Anode gelangt sind, während die durch Photoionisierung gebildeten sekundären Lawinen unter der Wirkung des von den positiven Ladungen der Lawine geschaffenen Feldes sich in Richtung des Kopfes der ursprünglichen Lawine bewegen. G, H und J zeigen das allmähliche Anwachsen des positiven Streamers, M und N die Bildung von Verzweigungen des positiven Streamers POQ und TSR in den oberen Teilen das Anwachsen des negativen Streamers, und als Ganzes einen in der Mitte der Entladungsstrecke entstandenen Streamer.

Um eine quantitative Theorie des Funkendurchbruches aufbauen zu können, müssen die Gesetze und Bedingungen der Streamerentstehung untersucht werden. Ist in dem Punkt, in dem ein freies Elektron entstand, das durch die Ladungen einer Lawine hervorgerufene Feld viel schwächer als das Entladungsfeld, so gelangt dieses Elektron unmittelbar zur Anode, wobei es auf seinem Wege nur eine sehr schwache

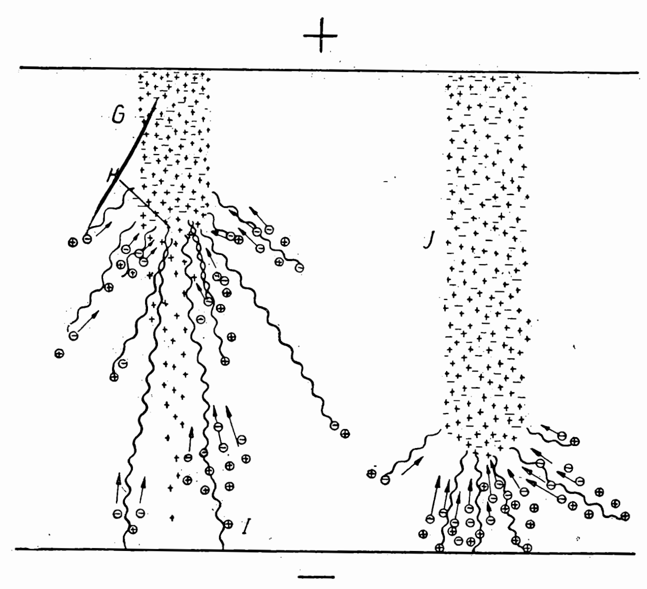


Abb. 251 b

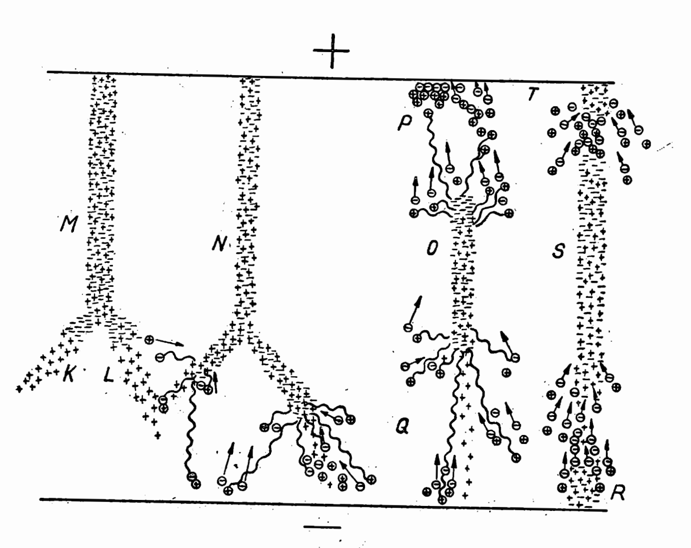


Abb. 251 c

neue Elektronenlawine bildet. Damit Photoelektronen zusammen mit den von ihnen gebildeten Lawinen in den Kanal der Hauptlawine einmünden, muß eine bestimmte Beziehung zwischen dem Feld der Lawinen und dem der Elektroden existieren. Diese erste Bedingung der Streamerbildung hat MEEK hervorgehoben [1917]. Die zweite Bedingung verlangt, daß der Lawinenkopf eine Anzahl von Photonen ausstrahlt, die zum Fortbestehen und zur Ausdehnung der Streamer ausreicht. Diese zweite Bedingung führte LOEB ein [1870].

Um die erste Bedingung in eine quantitative Form zu bringen, berechnet MEEK das von den positiven Ionen in unmittelbarer Nähe des Lawinenkopfes hervorgerufene Feld. Die Berechnung wird unter einer ganzen Reihe vereinfachender Voraussetzungen durchgeführt. Die Feldstärke, die die Lawine bedingt, bezeichnet MEEK mit X_1, die Entladungsfeldstärke bei ebenen Elektroden mit X, die Konzentration der positiven Ionen mit N_i. r sei der Halbmesser des Lawinenkanals, x der von der Lawine zurückgelegte Weg, α der Koeffizient der Volumenionisierung (TOWNSEND), D der Elektronendiffusionskoeffizient, K_e die Beweglichkeit der Elektronen. Die Laufzeit der Lawine beträgt $t = \frac{x}{v}$, wobei $v = K_e X$ die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas ist. Die Lawine dehnt sich vom Ursprung bis zum Kopf infolge der Elektronendiffusion aus dem Kanal nach allen Seiten hin aus. Ausgehend von den Gedanken RAETHERS, nimmt MEEK auf Grund der Erwägungen von OLLENDORF [1918] an:

$$r = (2Dt)^{\frac{1}{2}} = \left(2\,D\,\frac{x}{v}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(2\,D\,\frac{x}{K_e X}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{674}$$

Unter Berücksichtigung, daß jede Lawine ihre Entstehung nur einem Elektron verdankt, berechnet er nach dem Gesetz der Lawinenbildung die Anzahl der positiven Ionen, die im Kopf in einer Schicht der Dicke dx gebildet werden, zu: $\alpha \cdot e^{\alpha x}\,dx$. Mit dem Volumen dieser Schicht $\pi \cdot r^2 dx$ findet MEEK für die Konzentration N_i der positiven Ionen im Kopf der Lawine:

$$N_i = \frac{\alpha\, e^{\alpha x}}{\pi\, r^2} = \frac{\alpha K_e X \cdot e^{\alpha x}}{2\pi\, D x}. \tag{675}$$

Zur Vereinfachung der Berechnung macht er die zulässige Annahme, daß die gesamte positive Ladung q innerhalb eines Zylinders vom Halbmesser r konzentriert sei, so daß

$$q = \frac{4}{3}\pi\, r^3\, N_i\, e. \tag{676}$$

MEEK findet für die Feldstärke an der Grenze dieses Zylinders

$$X_1 = \frac{q}{r^2} = \frac{4}{3}\pi\, r\, N_i\, e. \tag{677}$$

Das Einsetzen der Ausdrücke (674) und (675) in (677) ergibt

$$X_1 = \frac{4}{3} \cdot \frac{e\,\alpha\, e^{\alpha x}}{\left(\frac{2D}{K_e}\,\frac{x}{X}\right)^{\frac{1}{2}}}. \tag{678}$$

MEEK benutzt die auf S. 214 angeführte Beziehung zwischen der Elektronenbeweglichkeit und ihrem Diffusionskoeffizienten in der Form

$$\frac{D}{K_e} = \frac{k T_e}{e} = \frac{n\, k\, T\, c_1^2}{n\, e\, c^2} = \frac{p}{n\, e}\,\frac{c_1^2}{c^2}. \tag{679}$$

Hier sind T_e die Elektronentemperatur, T die Gastemperatur, c_1 die effektive Elektronengeschwindigkeit, c die effektive Geschwindigkeit der Gasmoleküle, n die Zahl der Moleküle pro cm³ und p der Gasdruck in dyn/cm². Weiterhin benutzt MEEK den von COMPTON näherungsweise angegebenen Ausdruck für c_1^2:

$$c_1^2 = 1010 \frac{e}{m} \frac{X}{p} \frac{\lambda_e}{\sqrt{f}}. \tag{680}$$

Hier ist p der Gasdruck in Torr, m die Elektronenmasse, λ_e die freie Weglänge eines Elektrons im Gas bei $p = 760$ Torr, f der von einem Elektron im Mittel bei jedem Stoß abgegebene Bruchteil seiner Energie.

Setzt man (679) und (680) in (678) ein, so folgt

$$X_1 = \frac{4}{3} \frac{e \alpha e^{\alpha x}}{\left(\frac{2 p c_1^2}{n e c^2} \frac{x}{X}\right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{4}{3} \frac{e \alpha e^{\alpha x}}{\left(1010 \frac{2x}{3p} \frac{\lambda_e}{\sqrt{f}}\right)^{\frac{1}{2}}}. \tag{681}$$

Um den interessierenden Wert von f für das Anfangsstadium der Funkenentladung in Luft zu finden, benutzt MEEK die Beweglichkeitsformel von LANGEVIN in der Form

$$u = 0{,}815 \frac{e}{m} \frac{\lambda_e X}{c_1 p} \tag{682}$$

und setzt für u den von RAETHER für die Ausdehnungsgeschwindigkeit der Lawine gemessenen Wert

$$u = 1{,}25 \cdot 10^7 \text{ cm/s} \quad \text{bei} \quad \frac{X}{p} = 41 \frac{\text{V/cm}}{\text{Torr}}$$

ein. Unter Benutzung von (682) und (680) findet MEEK $\lambda_e \sqrt{f} = 5{,}7 \cdot 10^{-6}$ und weiter auf Grund des von BROSE und SAAYMAN [1970] gefundenen Wertes $\lambda_e = 3{,}6 \cdot 10^{-5}$ cm

$$f = 0{,}025 \tag{683}$$

und

$$\frac{\lambda_e}{\sqrt{f}} = 2{,}28 \cdot 10^{-4}. \tag{684}$$

λ_e und $\sqrt{f}$ sind streng genommen Funktionen von $\frac{X}{p}$, jedoch ist die Änderung dieser Größen klein, maximal ergibt sich ein Faktor 2—3 in einem Bereich von $\frac{X}{p}$ zwischen 20—45 $\frac{\text{V/cm}}{\text{Torr}}$. Eine gewisse Undefiniertheit der Bedingung für die Streamerbildung berechtigt daher MEEK in (681) für $\frac{\lambda_e}{\sqrt{f}}$ den konstanten Wert (684) einzusetzen, ohne dabei den Anwendungsbereich der Theorie zu überschreiten. Dies gibt

$$X_1 = \frac{4}{3} \frac{e \alpha e^{\alpha x}}{\left(0{,}133 \frac{x}{p}\right)^{\frac{1}{2}}} \approx 1{,}76 \cdot 10^{-9} \frac{\alpha e^{\alpha x}}{\left(\frac{x}{p}\right)^{\frac{1}{2}}} \text{CGSE} = 5{,}27 \cdot 10^{-7} \frac{\alpha e^{\alpha x}}{\left(\frac{x}{p}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{\text{V}}{\text{cm}}. \tag{685}$$

MEEK nimmt an, daß ein Streamer sich zu bilden beginnt, wenn eine Lawine die Anode erreicht, d. h., für $x = d$ ist

$$X_1 = X \tag{686}$$

(d ist der Abstand der Elektroden). Bezeichnet man die Durchbruchsfeldstärke mit X_s, so erhält man

$$\frac{X_s}{p} \left(\frac{d}{p}\right)^{\frac{1}{2}} = 5{,}27 \cdot 10^{-7} \frac{\alpha}{p} e^{\alpha \frac{p d}{p}} \tag{687}$$

und hieraus

$$\frac{\alpha}{p} e^{\frac{\alpha}{p} p d} = \frac{1}{5,27} 10^7 \frac{X_s}{p} \left(\frac{1}{pd}\right)^{\frac{1}{2}} d . \tag{688}$$

Logarithmiert man (688), so erhält man die MEEKsche Gleichung zur Bestimmung von X_s:

$$\frac{\alpha}{p}(pd) + \ln \frac{\alpha}{p} = 14{,}46 + \ln \frac{X_s}{p} - \frac{1}{2} \ln (pd) + \ln d . \tag{689}$$

Aus Gleichung (689) kann die Durchbruchsfeldstärke X_s und die Durchbruchsspannung berechnet werden:

$$U_s = X_s d , \tag{690}$$

wenn $\frac{\alpha}{p}$ als Funktion von $\frac{X}{p}$ bekannt ist. Dies ist völlig äquivalent zur Berechnung von U_z in der Theorie von TOWNSEND-ROGOWSKI aus der Bedingung für den Übergang von der unselbständigen in die selbständige Entladung

$$\mu = \gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 . \tag{691}$$

Ein Vergleich der Theorie von MEEK mit dem Experiment ist in Abb. 252 dargestellt. Auf der Abszissenachse ist das Produkt pd in Torr · cm, auf der Ordinatenachse die Durchbruchsspannung in Volt, jeweils in logarithmischem Maßstab, aufgetragen. Die ausgezogene Kurve ist die theoretische Kurve nach MEEK, die gestrichelte Kurve entspricht den experimentellen Daten, wie sie sich im Mittel aus den Beobachtungen verschiedener Experimentatoren ergibt. Für $pd > 200$ fallen beide Kurven zusammen. Bei kleineren Werten von pd machen sich die γ-Prozesse auf der Kathode bemerkbar; bei noch kleineren Werten von pd spielt der gesamte Entladungsmechanismus, wie ihn TOWNSEND-ROGOWSKI beschreiben, die überwiegende Rolle.

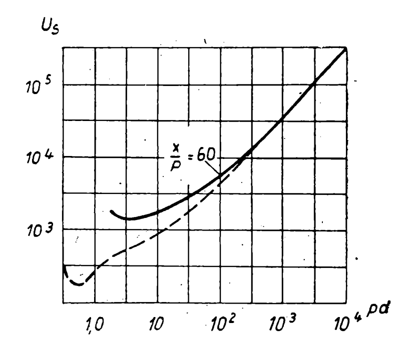


Abb. 252. Vergleich der Abhängigkeit der Durchbruchsspannung vom Produkt pd nach MEEK mit experimentellen Werten

Mit der Streamertheorie läßt sich nachprüfen, wieweit das PASCHENsche Gesetz auf die Funkenentladung anwendbar ist. Angenommen, in (689) wäre $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right)$ und $X = \frac{U}{d}$, so sieht man, daß der Abstand d und der Druck p in die Bedingung für den Funkendurchbruch (689) als Produkt pd eingehen, mit Ausnahme des letzten Gliedes, in das d als Argument des Logarithmus ohne den Faktor p eingeht. Hieraus folgt: Das PASCHENsche Gesetz gilt auch beim Funkendurchbruch, jedoch nicht ganz streng. Das Experiment liefert nämlich bei großen Drucken Durchbruchsspannungen U_s, die einerseits innerhalb der Fehlergrenzen des PASCHENschen Gesetzes wegen des Gliedes $\ln d$ in (689) und andererseits auch im Bereich der Meßgenauigkeit liegen. Über die Größe des zu erwartenden Effektes kann man nach den von MEEK und LOEB berechneten Daten der Tabelle 42 urteilen.

Tabelle 42

pd in Torr · cm	U_s in kV		
	$d = 0{,}1$ cm	$d = 1{,}0$ cm	$d = 10{,}0$ cm
7600	245	248	249
760	31,5	32,2	32,0
380	18,0	18,6	18,9

Kehren wir zu der von MEEK aufgestellten Anfangsbedingung $X_1 = X$ zurück. Quantitativ ist diese Bedingung nicht ganz exakt gewählt, da eine genaue Angabe darüber, wie das Verhältnis der Feldstärken X_1 und X bei einem Durchbruch sein muß, nicht möglich ist. Der Einfluß des Exponentialfaktors $e^{\alpha x}$ in der Formel von MEEK ergibt, daß sich der Zahlenwert U_s nur wenig ändert, wenn das Verhältnis $\frac{X_1}{X} = 1$ durch einen den 5. Teil betragenden Wert ersetzt wird. Für $X_1 = X$ folgt $U_s = 32{,}2$ kV, und für $X_1 = 0{,}2\, X$ folgt $U_s = 31{,}8$ kV.

Versuchen wir, diesen Punkt der neuen Theorie etwas genauer zu analysieren. Der Ausdruck (686) ist die Bedingung dafür, daß sich im Gasraum infolge des Photoeffektes aus der Hauptlawine neue Tochterlawinen bilden und in ihren Kanal einmünden. Das Auftreten einer oder sogar mehrerer solcher Lawinen bedingt jedoch noch nicht, daß der Streamer unentwegt von der Anode zur Kathode wachsen wird. Es sind günstige Bedingungen für das Anwachsen des Streamers notwendig, wie die Zunahme der Feldstärke durch Einmündung einer jeden Tochterlawine in die Hauptlawine und die wachsende Zahl von Photonen, die nach allen Seiten ausgestrahlt werden. Eine mögliche Abnahme eines dieser Faktoren muß durch die verstärkte Zunahme des anderen kompensiert werden. Ist die Feldstärke X_1 der Lawine vergleichbar mit der Feldstärke X der Entladungsstrecke, so steigt die Realisierungswahrscheinlichkeit der für das Anwachsen des Streamers günstigen Bedingungen mit zunehmendem X schnell an. Hier wird von einer Wahrscheinlichkeit gesprochen, da wegen der großen Anzahl der vom Lawinenkopf ausgestrahlten Photonen sowie der großen Zahl von Tochterlawinen das Entstehen und das Anwachsen des Streamers statistischen Charakter besitzt. Nur die rasch zunehmende Wahrscheinlichkeit für die Entstehung und das Anwachsen des durch eine einzige Elektronenlawine hervorgerufenen Streamers bei wachsendem X gibt die Möglichkeit, von einem bestimmten Wert der Durchbruchsfeldstärke X_s und der Durchbruchsspannung U_s zu sprechen. In Wirklichkeit ist der Funkendurchbruch als eine Erscheinung zu betrachten, die von gewissen Zufälligkeiten abhängt (einmal bei etwas größeren und dann wieder bei kleineren Werten von X und U). Experimentell werden wir deshalb innerhalb gewisser Grenzen einen um so kleineren Wert für die Durchbruchsspannung U_s erhalten, je länger wir auf die Verwirklichung des Durchbruches bei jeder gegebenen Potentialdifferenz U warten werden. Somit ist die allgemein übliche Bestimmung der Durchbruchsspannung bei der Funkenentladung eine relative, und es müßte streng genommen mit angegeben werden, in welcher Zeit der Durchbruch erfolgt. Darin liegt einer der grundlegenden Unterschiede zwischen der Durchbruchstheorie von MEEK und LOEB und der Theorie von TOWNSEND-ROGOWSKI, die die Forderung: $\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ enthält.

Wenden wir uns der zweiten Bedingung zu, die zur Entstehung und zum Anwachsen eines positiven Streamers notwendig ist. Auf Grund einer gewissen Parallelität, die

zwischen der Ionisierung und der Anregung des Gases bei einer Entladung besteht, formuliert LOEB diese Bedingung folgendermaßen: Zur Bildung eines positiven Streamers ist im Lawinenkopf die Ionenkonzentration N_i notwendig, die nicht kleiner sein darf als ein Grenzwert N_{i_0}, der den aus dem Lawinenkopf austretenden kurzwelligen Lichtquanten entspricht, und der für das weitere Anwachsen des Streamers ausreichend ist. Für $pd = 200$ Torr · cm, das ist in dem Gebiet, in dem der Mechanismus der Streamertheorie versagt und in dem Prozesse beginnen, wie sie der Theorie von TOWNSEND-ROGOWSKI zugrunde liegen, ergibt die Berechnung nach Gleichung (675) $6{,}9 \cdot 10^{14}$ Ionen pro cm³. Bei $p = 760$ Torr und $d = 10$ cm, d. h., im Gebiet, in dem die MEEKsche Theorie mit dem Experiment übereinstimmt, ergibt die gleiche Berechnung $8{,}8 \cdot 10^{11}$ Ionen pro cm³. Auf Grund dieser Daten nimmt LOEB den Grenzwert N_{i_0} mit $7 \cdot 10^{11}$ Ionen/cm³ an und betrachtet diesen Wert in erster Näherung für seine weiteren Berechnungen als Konstante.

§ 5. Der Mechanismus der Funkenentladung bei einer langen Entladungsstrecke

Aus dem oben gezeigten Verfahren zur Bestimmung des Wertes von N_{i_0} ist zu sehen, daß für verhältnismäßig kurze Funkenstrecken, unter Berücksichtigung der MEEKschen Bedingung (686) die Bedingung von LOEB

$$N_i = N_{i_0} = 7 \cdot 10^{11} \text{ Ionen/cm}^3 \tag{692}$$

stets erfüllt ist. Bei längeren Funkenstrecken tritt etwas anderes ein. Wenn man der seitlichen Elektronendiffusion keinen zu großen Wert beimißt, so zeigt die Rechnung bei homogenem Felde, auch bei verhältnismäßig kleiner Feldstärke X, daß man immer einen genügend großen Abstand x von der Kathode angeben kann, in dem die Bedingung (686) erfüllt ist. Das bedeutet jedoch nicht, daß im Abstand x auch die Bedingung (692) erfüllt wird und daß sich vom Kopf der Lawine in Richtung zur Kathode ein positiver Streamer ausdehnen wird. Die Berechnung nach Formel (675) zeigt, daß bei gleichem x ein größeres X notwendig sein wird oder bei demselben X ein größeres x.

Die Durchbruchsfeldstärke X_{s_0} kann bei einer langen Funkenstrecke folgendermaßen gefunden werden. Unter Anwendung der Beziehung $\alpha = f\left(\frac{X}{p}\right)$ bestimmen wir die Feldstärke X und den Wert von N_i, die die Gleichungen (685), (686) und (675) als Funktionen des Abstandes x von der Kathode erfüllen. Wir wählen nun einen solchen Wert x, bei dem $N_i = N_{i_0}$ ist; diesen Wert bezeichnen wir mit x_0, den zugehörigen X_1-Wert mit X_{s_0}. Ist $x_0 > d$ (Elektrodenabstand), so kann für $X = X_{s_0}$ kein Durchbruch erfolgen, und die Berechnung für große X-Werte muß wiederholt werden, bis man $x_0 = d$ erhält. Für $x_0 = d$ wird sich der positive Streamer über die ganze Entladungsstrecke von der Anode zur Kathode ausdehnen, und der Funkendurchbruch geht wie bei einer kurzen Funkenstrecke vor sich. Für $x_0 < d$, unter Einhaltung der MEEKschen Bedingung, d. h., für $X = X_s$, beginnt der positive Streamer seine Ausdehnung in einem zwischen der Anode und der Kathode liegenden Punkt. Wir weisen darauf hin, daß die Gleichung (685) die Feldstärke ohne Berücksichtigung der negativen Ladung des Lawinenkopfes ergibt. Somit bezieht sich die Berechnung, streng genommen, nur auf den Fall, daß die Elektronen zur Anode gelangen. Daher erreicht die Feldstärke X_1 im Punkt B_1 (Abb. 253) den für $x = x_0$ nach Gleichung (685) berechneten Wert X_{s_0} erst ein wenig später, wenn sich der negative Lawinen-

kopf vom Punkt $x = x_0$ entfernt haben wird. MEEK und LOEB machen jedoch diese Einschränkung nicht.

In den weiteren Betrachtungen zur Klärung des Funkendurchbruchs bei einer langen Entladungsstrecke nehmen MEEK und LOEB an [1870, 1920], daß während der Ausdehnung des positiven Streamers vom Punkt $x = x_0$ bis zur Kathode die Weiterbewegung des Kopfes der ursprünglichen Lawine durch den Einfluß der positiven Ladung der Ionen im Kopf der Elektronenlawine etwas verzögert wird. Erreicht der positive Streamer die Kathode, so gelangen in den von ihm geschaffenen Kanal Elektronen, die durch γ-Prozesse aus der Kathode befreit wurden. Diese Elektronen neutralisieren die positiven Raumladungen im Kanal, wobei sich ein Plasmaschlauch großer elektrischer Leitfähigkeit ausbildet. Die Kathode erscheint zum Punkt B_1 (Abb. 253) verschoben. Im Punkt $B_2(x = x_0 + x_1)$ erreicht X_1 wiederum den Wert X_{s0}, und vom Punkt B_2 in Richtung zur Kathode wird ein neuer positiver Streamer laufen. Wenn dieser neue Streamer im Punkte B_1 in den Kanal des ersten Streamers mündet, so wird der Punkt B_1 von einem neuen Impuls negativer Ladung durchlaufen und der leitende Plasmaschlauch wird bis zum Punkt B_2 anwachsen. Die stufenweise Ausdehnung des Streamers wird so lange weitergehen (Punkt B_3, B_4 usw.), bis Anode und Kathode durch einen kontinuierlichen Plasmaschlauch verbunden sind. Die Entfernungen x_1, x_2 usw., die die Lawine von der Bildung eines Streamers bis zur Bildung des nächstfolgenden durchläuft, können auch kleiner sein als der von der ursprünglichen Lawine zurückgelegte Weg x_0; und zwar deshalb, weil die ursprüngliche Lawine nur von einem Elektron gebildet wird, während sich vom Punkt $x = x_0$ gleichzeitig viele Elektronen zur Anode bewegen. Deshalb ist die Konzentration der positiven Ionen im Kopf der Lawine, die sich nach dem Passieren des Punktes $x = x_0$ weiter vergrößert, nach Durchlaufen ein und derselben Strecke größer als in der ursprünglichen Lawine.

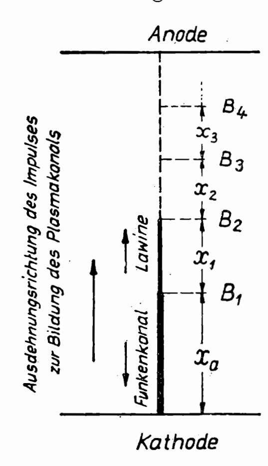


Abb. 253. Darstellung der stufenweisen Ausdehnung von Lawinen und Streamern bei einer langen Entladungsstrecke

LOEB und MEEK vervollständigen dieses Bild durch den Hinweis auf die recht oft vorkommenden Fälle, daß bei langer Entladungsstrecke die ursprüngliche Lawine nicht unmittelbar an der Kathode entsteht, sondern in irgendeinem Punkt der Entladungsstrecke. Nachdem eine Lawine in einem Felde der Feldstärke X_{s0} den Weg x_0 durchlaufen hat, erstreckt sich die erste Entwicklungsstufe des positiven Streamers nicht nur vom Kopf der Lawine bis zu ihrem Ausgangspunkt, sondern bis zur Kathode selbst, wie Beobachtungen mit der KERR-Zelle bewiesen haben.

Experimentelle Daten über Funkenentladungen bei mehr oder weniger homogenem Felde und bei großen pd-Werten gibt es wenig, da es schwierig ist, bei großem d ein homogenes Feld zu erzeugen oder bei bedeutend erhöhtem Druck zu experimentieren. Aufnahmen von Funkenentladungen zeigten, daß beim Funkendurchbruch einer langen Entladungsstrecke [1921] auch ein positiver und ein negativer Streamer gleichzeitig von der Anode bzw. von der Kathode ausgehen und inmitten der Entladungsstrecke aufeinandertreffen.

§ 6. Die Funkenentladung im inhomogenen Feld

Berechnungen auf der Grundlage der Theorie von MEEK zeigten, daß im homogenen Feld bei kleinen pd-Werten die Durchbruchsfeldstärke X_s mit zunehmenden p und d solange abnimmt, bis die MEEKsche Bedingung allein für den Durchbruch hinreichend ist, weil sie die andere Bedingung übertrifft. Bei großen pd-Werten, wenn für den Durchbruch die LOEBschen Bedingungen vorzuherrschen beginnen, nimmt die Durchbruchsfeldstärke mit zunehmenden p und d nicht mehr weiter ab, sondern steigt zu einem Wert X_{s0} an, der größer als der Wert X_s ist, der unter den gleichen Bedingungen aus der Formel von MEEK hervorgeht. Die bisher zu $U_s = X_s d$ bestimmte Durchbruchsspannung wird nunmehr durch den Ausdruck

$$U_{s0} = X_{s0} d \tag{693}$$

ersetzt. Eine Vorstellung über die Größe X_{s0} und über ihre Abhängigkeit von p gibt die von MEEK und LOEB auf Grund der Bedingung (692) aufgestellte Tabelle 43.

Tabelle 43

p [Torr]	X_{s0} [V/cm]	x_0 [cm]	$\frac{X_{s0}}{p}$	$U_{s0} = X_{s0} \cdot d$
1520	38000	88	25,0	3340000
760	24200	15	31,8	363000
380	15050	3,3	39,6	49700

Wie das Experiment zeigt, ist bei einem inhomogenen Feld (Spitze-Ebene, zwei Spitzen, zwei kleine Kugeln u. ä.) die mittlere Feldstärke bei einem Durchbruch in Luft von $p = 760$ Torr viel kleiner als 24000 V/cm, das ist der Wert, der aus Tabelle 43 für die Durchbruchsfeldstärke im homogenen Feld zwischen zwei ebenen Elektroden folgt. Es wurde mit einer negativen Elektrode von kleinem Krümmungshalbmesser der Funkendurchbruch bei einer mittleren Feldstärke von 9000 V/cm und bei einer positiven Elektrode bei einer mittleren Feldstärke von nur 5500 V/cm beobachtet.

Da die minimale Feldstärke, die in solchen Fällen auftritt, kleiner ist als die mittlere, so folgt hieraus, daß sich die Streamer bei inhomogenen Feldern durch ein Gebiet mit noch niedrigerer Feldstärke ausdehnen können. Auf Grund experimenteller Daten schätzt LOEB die für einen positiven Streamer notwendige minimale Feldstärke auf 4400 V/cm.

Die Tatsache, daß die Streamer Gebiete mit kleiner Feldstärke durchlaufen, zeigt, daß der Funkenkanal, der zuerst in Form einer Lawine in die Entladungsstrecke von einer Elektrode aus eindringt, und der entgegenkommende Streamer eine starke Verzerrung des Entladungsfeldes mit sich bringt, wodurch die Bedingungen für die Ausbreitung eines Streamers erfüllt werden. In einem schwachen homogenen Feld kann ein Streamer erst gar nicht entstehen, wohl aber in einem inhomogenen Feld in einem Gebiet mit hinreichend hoher Feldstärke, um sich dann über die gesamte Entladungsstrecke auszudehnen.

Zu einer vollständigen Erklärung fehlen genauere quantitative Daten über die Rolle des resultierenden Feldes und über die Strahlungsdichte der kurzwelligen Lichtquanten aus den verschiedenen Teilen des Funkenkanals. Die Formeln von

MEEK für ein inhomogenes Feld werden dadurch kompliziert, weil im Exponenten an Stelle des Produktes $\alpha \cdot x$ das Integral $\int\limits_0^x \alpha \cdot dx$ stehen muß. So wird beispielsweise aus Gleichung (681) für ein inhomogenes Feld

$$X_1 = \frac{4}{3} \frac{e \alpha_{x_s} e^{\int\limits_0^{x_s} \alpha dx}}{\left(1010 \cdot \frac{2}{3} \frac{x}{p} \frac{\lambda_e}{\sqrt{f}}\right)^{\frac{1}{2}}}, \tag{694}$$

wobei α_{x_s} der Wert für α im Kopf der Lawine bei $x = x_s$ auf der gekrümmten Bahn der Lawine ist, die mit den Feldlinien zusammenfällt.

Zwischen den Entladungsgebieten in der Umgebung einer positiven und einer negativen Spitze und folglich auch in der Umgebung des Kopfes eines Funkenkanals, dessen Ursprung an der negativen oder an der positiven Elektrode liegt, besteht ein wesentlicher Unterschied. Hierdurch kann sowohl der oben gezeigte Unterschied in der für die Ausbreitung eines Streamers mit positivem oder negativem Kopf notwendigen minimalen Feldstärke leicht erklärt werden, als auch die unterschiedliche äußere Form der Funkenkanäle, die von der positiven bzw. negativen Elektrode ausgehen.

An einer positiven Spitze läuft eine Elektronenlawine aus einem Gebiet kleiner Feldstärke in ein Gebiet großer Feldstärke, und daher wächst die Elektronenlawine sehr stark an. Zudem verschwinden die Elektronen sofort in der Anode (positive Spitze). Im Gebiet vor der Spitze bleibt lediglich die Ladung der positiven Ionen zurück, die das Feld bedeutend verstärken und die Spitze gleichsam verlängern. Dasselbe wiederholt sich auch beim Durchlauf neuer Lawinen, die sich auf die bereits gebildete Spitze hin bewegen. Ein anderes Bild ergibt sich an einer negativen Spitze. Die von der Spitze ausgehende Lawine durchläuft zuerst ein Gebiet von großer und dann eines von geringerer Feldstärke. Deshalb erfolgt das Anwachsen einer Lawine viel weniger intensiv als bei der positiven Spitze. Die positive Ladung nimmt unmittelbar an der Spitze infolge der hier auftretenden γ-Prozesse zu, die die Entwicklung neuer Lawinen hervorrufen. Diese positiven Ladungen verstärken zwar das Feld an der negativen Spitze, doch nur in der geringen Entfernung zwischen Spitze und Ladung. Außerdem wird die Feldstärke durch die Ladung der positiven Ionen geschwächt. Somit sind die Bedingungen zur Bildung und Entwicklung von Funkenkanälen an einer positiven Spitze viel günstiger als an einer negativen. Daher erklärt sich der Unterschied in der äußeren Form der Kanäle und in der minimal zulässigen Feldstärke.

Die oben dargelegte und in den Jahren 1939—1941 veröffentlichte Theorie des Funkendurchbruches von LOEB und MEEK traf auf den Widerspruch einiger Physiker. Es wurde versucht, die Ansprüche der neuen Theorie auf eine Erklärung des Durchbruches zu widerlegen, gestützt auf die geringe quantitative Bestimmtheit der MEEKschen Bedingung (686) für pd-Werte von 200 Torr · cm an [1923]. Es wurde ebenfalls versucht, zu zeigen, daß die vorgebrachten Einwendungen gegen die Anwendbarkeit der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie in diesem Gebiet ungenügend begründet sind und einerseits durch ungenaue Experimente und andererseits durch gewisse Ungenauigkeiten in den theoretischen Berechnungen erklärt werden kön-

nen [1922]. Dabei werden zwei Fälle unterschieden, je nachdem, ob der Durchbruch statisch oder durch einen Spannungsstoß erfolgt oder ob es sich um lange und kurze Funkenstrecken handelt. Im ersten Fall soll die neue Theorie gelten, im zweiten die alte Theorie.

In diesem Zusammenhang halten wir es für wichtig, folgende Vorstellung der neuen Theorie zu unterstreichen, die auf den ersten Blick paradox erscheint: Die Fortbewegung *eines einzigen Elektrons* führt zur Auslösung einer so gewaltigen Erscheinung, wie der des mächtigen elektrischen Funkens, der in Laboratoriumsversuchen Funkenstrecken von einigen Metern überbrückt und unter natürlichen Bedingungen als Blitz in Erscheinung tritt. Wir bemerken, daß die Gegner der Streamertheorie gerade dieser Theorie das Gebiet der Impulsentladungen, der großen Schlagweiten und des Blitzes überlassen.

Einwände gegen die Theorie von Meek und Loeb siehe [1962]; über die Theorie von Meek und ihre experimentelle Prüfung siehe [1956, 1959, 1963, 1964, 1976, 1981, 1983, 2508, 2509].

§ 7. Die weitere Präzisierung der Theorie des Funkendurchbruchs

Die wesentlichste Unzulänglichkeit der Theorie von Meek und Loeb ist die sehr grobe, empirisch von Loeb aufgestellte Behauptung für $N = 7 \cdot 10^{11}$ Ionen/cm³, die den tatsächlichen Verlauf der Volumenphotoionisierung des Gases unberücksichtigt läßt. Deshalb kehrt Loeb in den Arbeiten, die im Jahre 1948 veröffentlicht wurden [1978—1980, 1982], zu der Hauptbedingung zurück, der die aufeinanderfolgenden Prozesse bei jedem beliebigen Durchbruch genügen müssen, und zwar: Jeder Zyklus primärer und sekundärer Entladungsprozesse muß zur Existenz einer gleichen Anzahl von Elektronen im entsprechenden Punkt der Funkenstrecke führen, wie diejenige, welche zur Entstehung des Ausgangsprozesses dieses Zyklus geführt hat.

Loeb stellt fest, daß die Bedingung des Lawinen-Streamerdurchbruches folgendes Aussehen haben wird:

$$K f e^{\alpha x} = 1 . \tag{695}$$

Hier ist f das Verhältnis der zur Ionisierung des Gases fähigen kurzwelligen Lichtquanten, die vom Kopf der Lawine erzeugt wurden, zur Anzahl der in diesem Kopf gleichzeitig mit der Ausstrahlung von Photonen gebildeten positiven Ionen. K ist die Wahrscheinlichkeit, daß durch die Ausstrahlung von Photonen und ihrer Absorption durch die Gasmoleküle im Abstand x vom Kopf der Lawine ein neues freies Elektron entsteht, so daß die von diesem Elektron hervorgerufene neue Tochterlawine unbedingt in die vorhergehende Lawine einmünden wird. Die Gleichung (695) drückt die Bedingung aus, daß der Streamer sich als eine selbstunterhaltende Gesamtheit von Prozessen ausdehnt. Die Rolle sekundärer Prozesse spielt in dieser Gesamtheit die Photoionisierung des Gases in einem kleinen *aktiven Volumen* am Kopf des Streamers.

Die Anzahl der von der Tochterlawine gebildeten positiven Ionen beträgt

$$e^{\int\limits_{\Delta x}^{0} \alpha' dx} . \tag{696}$$

Hierin sind Δx die von der Tochterlawine durchlaufene Strecke bis zu ihrer Verbindung mit der vorhergehenden, α' der Wert des Koeffizienten α im inhomogenen

Feld, das wie in der Theorie von MEEK die Vektorsumme der Entladungsfeldstärke X und der Feldstärke X_1 des Lawinenkopfes darstellt.

Der Ausdruck (696) muß der Ionenzahl $e^{\alpha x}$ in der ersten Lawine gleich sein, die eine Reihe von Durchbruchsprozessen einleitet und die im homogenen Felde der Entladungsstrecke zwischen zwei parallelen ebenen Elektroden den Weg x bei unverändertem Koeffizienten α durchläuft. Wenn die vom Kopf des Streamers ausgestrahlten Photonen im aktiven Volumen nur ein freies Elektron gebildet haben, kann man somit für den sich selbst erhaltenden Streamer die Bedingung

$$e^{\int_{\Delta x}^{0} \alpha' dx} = e^{\alpha x} \tag{697}$$

schreiben. Haben die Photonen im aktiven Volumen nicht ein sondern n_1 Elektronen befreit, so ist

$$n_1 e^{\int_{\Delta x}^{0} \alpha' dx} = e^{\alpha x} \tag{698}$$

und mit der oben gegebenen Definition der Größen f und K für jede neue Lawine

$$K f e^{\int_{\Delta x}^{0} \alpha' dx} = 1\,. \tag{699}$$

Unter Anwendung der Gleichung (697) gelangen wir ferner zu dem schon oben angeführten Ausdruck (696). Wenn nicht (697), sondern (698) gilt, so erhalten wir

$$K f n_1 e^{\int_{\Delta x}^{0} \alpha' dx} = K f n_1 e^{\alpha x} = 1\,. \tag{700}$$

Die Anzahl der aktiven, d. h. die zur Ionisierung fähigen Lichtquanten, die von der Lawine gebildet werden, ist unbekannt. In erster Näherung kann man jedoch die Zahl der uns interessierenden Photonen proportional $e^{\alpha x}$, der Anzahl der Elektronen im Kopf der Lawine, annehmen. Somit ist f ein Koeffizient, der das gegebene Gas charakterisiert. Dieser Koeffizient kann kleiner oder größer als 1 sein und sich mit der mittleren Energie der Elektronen in der Lawine ändern, d. h. mit $\frac{X}{p}$. LOEB ist der Meinung, daß diese Änderung unbedeutend sei. Eine derartige Behauptung erscheint auf den ersten Blick zweifelhaft, jedoch muß man beachten, daß die Anzahl der in Abhängigkeit von $\frac{X}{p}$ gebildeten Photonen bereits durch den Faktor $e^{\alpha x}$ erfaßt worden ist (da $\frac{\alpha}{p}$ eine Funktion von $\frac{E}{p}$ ist).

Die Größe K hängt ihrerseits von der Ionisierungswahrscheinlichkeit der vom Lawinenkopf in das aktive Volumen des Gases ausgestrahlten Photonen ab, d. h. von der Verteilung der Feldstärke, die durch die positive Raumladung des Lawinenkopfes hervorgerufen wird, und hängt folglich auch von der Dichte dieser Ladung ab. Die Größe K hängt auch vom Absorptionskoeffizienten μ der kurzwelligen Strahlung ab, die das Gas ionisiert. Der Koeffizient μ hängt vom Gasdruck ab. Somit spielt in der Durchbruchsbedingung noch ein Faktor eine Rolle, der nicht von $\frac{X}{p}$, sondern direkt von p abhängt.

Die 1941 [2510] veröffentlichten Ergebnisse der Untersuchung des Durchbruchspotentials zwischen ebenen, parallelen Elektroden mit Hilfe eines VAN DER GRAAFF-

schen Generators, bei einem Druck bis zu 60 Atm in Luft, gestatteten es LOEB [1981], die Abweichungen vom PASCHENschen Gesetz, wie sie sich nach der Theorie von MEEK voraussagen lassen, mit den in diesen Untersuchungen tatsächlich beobachteten Abweichungen zu vergleichen. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind in Tabelle 44 aufgeführt. In diese Tabelle sind nur diejenigen Ergebnisse aufgenommen worden, wie sie sich in Spannungsbereichen ergeben, in denen noch keine Verfälschung durch die bei noch größeren Feldstärken vorkommende Feldemission eintritt.

Die Tabelle zeigt, daß die theoretischen Berechnungen nach MEEK bei einer Änderung des Elektrodenabstandes d bei konstantem Wert des Produktes pd nur zu kleinen Änderungen des Durchbruchspotentials U_s führen, während in Wirklichkeit die experimentell beobachteten Änderungen 14- bis 40mal größer sind. Somit ist die Folgerung von LOEB berechtigt.

Aus Gleichung (675) der Theorie von MEEK berechnet LOEB die Konzentration der Ionen im Lawinenkopf:

$$N = \frac{\alpha e^{\alpha\delta}}{\pi\varrho^2}, \tag{701}$$

Tabelle 44

pd [Torr · cm]	p [Torr]	d [cm]	U_s experimentell [kV]	U_s berechnet nach MEEK [kV]
26250	7000	3,74	830	773,9
	8550	3,075	813	773,2
	10100	2,60	785	772,7
15760	3878	4,064	528	487,3
	5430	2,896	515	486,6
	6981	2,261	502	486,0
	8532	1,849	487	485,6
	10084	1,565	473	485,2
2627	775,7	3,378	95	94,3
	2327	1,130	90	93,9
	3878	0,676	87	93,8
	5430	0,485	87	93,6
	6981	0,373	84	93,5
	8532	0,307	82	93,4
	10084	0,260	81	93,4

worin δ der von der Lawine durchlaufene Weg und ϱ der Halbmesser des Lawinenkopfes sind. Wie in der Theorie von MEEK wird zur Vereinfachung angenommen, daß die positiven Ionen im Lawinenkopf eine Kugel vom Halbmesser ϱ ausfüllen, wobei ihre Anzahl durch

$$q = \frac{4}{3}\pi\varrho^3 N = \frac{4}{3}\varrho\alpha e^{\alpha\delta} \tag{702}$$

gegeben ist. Die Feldstärke, die durch die positive Ladung des Lawinenkopfes hervorgerufen wird (nachdem die Elektronen zur Anode abgewandert sind), beträgt

$$X' = \frac{4}{3}\frac{e\,\varrho\,\alpha\,e^{\alpha\delta}}{x^2} = \frac{E}{x^2}, \tag{703}$$

wobei x die Entfernung von der von den Ionen eingenommenen Kugel ist und für E die Gleichung

$$E = \frac{4}{3}\,e\,\varrho\,\alpha\,e^{\alpha\delta} \tag{704}$$

gilt. Die resultierende Feldstärke X_1 des Feldes, in dem die Bewegung der Tochterlawinen vor sich geht, entspricht der Vektorsumme aus der Feldstärke X des angelegten Feldes und der Feldstärke X' nach (703), so daß

$$X_1 = X + X' = X + \frac{E}{x^2}. \tag{705}$$

Die für die Entwicklung eines Streamers notwendige Bedingung (695) schreibt LOEB in genauerer Form:

$$K\,f\,q = \frac{4}{3}\,\varrho\,\alpha\,K\,f\,e^{\alpha\delta} = 1. \tag{706}$$

Wir betrachten eine Kugel, deren Mittelpunkt im Zentrum der positiven Ladung des Lawinenkopfes liegt, und deren Radius x_1 so gewählt ist, daß ein beliebiges im Feld der Feldstärke X_1 befreites Photoelektron imstande ist, außerhalb dieser Kugel auf seinem Wege zum Kopf eine neue Lawine mit der notwendigen Ionisierungsdichte zu entwickeln. Wir setzen

$$K = \frac{a}{4\pi}\,e^{-\mu x_1}, \tag{707}$$

wo a der Raumwinkel ist, in dem sich die kurzwelligen Lichtquanten ausbreiten müssen, damit die von ihnen bewirkte Photoionisierung zur Entwicklung des Streamers zur Kathode hin führt.

Die Bestimmung des Raumwinkels a erfordert eine umständliche Mittelung. Der Radius x_1 selbst ist ein bestimmter Mittelwert, und die Feldstärke X_1 ändert sich mit der Entfernung vom Zentrum des Kopfes ungleichmäßig in den verschiedenen Richtungen. Um die Berechnung in erster Näherung zu vereinfachen, kann man die Feldstärke X_1 grob als die algebraische Summe aus X und X' sowie für den räumlichen Winkel a den durch die Schnittlinie der Kugel vom Radius x_1 mit dem Kreiszylinder vom Radius ϱ, dessen Achse mit der Lawinenachse zusammenfällt, bestimmten Winkel annehmen.

In dieser Approximation wird die Bedingung von MEEK und LOEB für die Bildung eines Streamers durch folgende Bedingung ersetzt: Der Abstand x_1 muß genügend groß sein, damit die durch den Photoeffekt im Gasvolumen bedingte Tochterlawine auf ihrem Wege von x_1 bis ϱ (d. h. bis zum Kopf der Ausgangslawine) im Volumen dieses Kopfes eine ebenso große Zahl von positiven Ionen bilden könnte, wie sie von der Ausgangslawine erzeugt wurden, d. h. nach (702) $\frac{4}{3}\cdot\varrho\alpha e^{\alpha\delta}$ Ionen. Genau genommen muß diese Forderung sich auf die gleiche Anzahl der erzeugten aktiven Photonen beziehen, die entsprechende Korrektur kann jedoch durch richtige Wahl der Größe f eingeführt werden.

Die neue Bedingung von LOEB führt zur Gleichung

$$\varrho_1 \bar{\alpha}_1 e^{\int_{x_1}^{0} \alpha_1 dx} = \varrho \alpha e^{\alpha \delta}, \tag{708}$$

wobei die Buchstaben ohne Index der Ausgangslawine und die Buchstaben mit Index der neuen Lawine entsprechen. Mit $\bar{\alpha}_1$ ist der Wert α_1 im Abstand ϱ vom Zentrum des Kopfes der Ausgangslawine bezeichnet. Nimmt man nach Gleichung (674) mit MEEK an, daß

$$\varrho_1 = \left(2 D \frac{x_1}{\bar{v}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{709}$$

und betrachtet $\bar{v}$ als mehr oder weniger konstant, so erhalten wir folgende Beziehung zwischen ϱ und ϱ_1:

$$\frac{\varrho}{\varrho_1} = \left(\frac{\delta}{x_1}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{710}$$

Eliminieren wir ϱ_1 in (708) und (710), so finden wir

$$\int_{x_1}^{\varrho} \alpha_1 dx = \alpha\delta + \ln\left[\frac{\alpha}{\bar{\alpha}_1}\left(\frac{\delta}{x_1}\right)^{\frac{1}{2}}\right]. \tag{711}$$

In nicht zu großen Intervallen von $\frac{X}{p}$ kann in einzelnen Fällen bei der Lösung des Problems die Funktion $\frac{\alpha}{p} = F\left(\frac{X}{p}\right)$ durch entsprechende analytische Ausdrücke näherungsweise ersetzt werden. Um die Anwendbarkeit der Theorie leichter übersehen zu können, gibt LOEB dieser Funktion die Form

$$\alpha = \frac{A}{p} X. \tag{712}$$

Setzen wir in (712) für X den Wert X_1 aus der Gleichung (705) ein, und ersetzen wir α_1 in Gleichung (711) durch (712), so finden wir:

$$\frac{A}{p} \int_{x_1}^{\varrho} \left(X + \frac{E}{x_1^2}\right)^2 dx = \alpha\delta + \ln\left[\frac{\alpha}{\bar{\alpha}_1}\left(\frac{\delta}{x_1}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \text{[1]}. \tag{713}$$

Hierin ist X die Feldstärke der Entladungsstrecke. Aus Gleichung (713) kann man x_1 bestimmen.

Zur Berechnung des Zündpotentials U der Funkenentladung setzt LOEB voraus, daß δ und p gegeben sind und daß die Größen D, $\bar{v}$, f, μ sowie die Approximation für $F\left(\frac{X}{p}\right)$ bekannt sind. Zunächst geben wir einen mehr oder weniger wahrscheinlichen zum Durchbruch führenden Wert der Feldstärke im Entladungsraum vor. ϱ bestimmen wir aus der Gleichung (709), α ermitteln wir aus (712) oder einem anderen entsprechenden Ausdruck und berechnen $e^{\alpha\delta}$. Sodann bestimmen wir E und X', indem wir die Ausdrücke (704) und (703) benutzen. Nachdem wir diese Daten besitzen, ermitteln wir x_1 auf graphischem Wege aus Gleichung (713), wobei wir die

[1]) In Gleichung (17) der Arbeit von LOEB [1979], die in unserer Darlegung der Gleichung (713) entspricht, sind zwei Druckfehler enthalten.

Werte α und α_1 benutzen, die der von uns vorausgesetzten Durchbruchsfeldstärke X entsprechen. Mit x_1 bestimmen wir den Raumwinkel a. Nachdem wir μ, x_1 und a kennen, wird K mit der Gleichung (707) bestimmt. Die auf diese Weise gefundenen Werte ϱ, α, K und $e^{\alpha\delta}$ sowie den als bekannt vorausgesetzten Wert f setzen wir in Gleichung (706) ein. Ist dann die Gleichung (706) nicht erfüllt und die Größe $\frac{4}{3}\varrho\alpha K e^{\alpha\delta}$ größer oder kleiner als 1, so muß die ganze Rechnung wiederholt werden, indem man für X einen entsprechend kleineren oder größeren Wert wählt.

Die soeben dargelegte Theorie und Methode zur Ermittlung von X_s und U_s sind in ihren prinzipiellen Grundlagen richtig, da sie nicht nur die Rolle der Ionenkonzentration im Lawinenkopf erfassen, wie das bereits in der Theorie von MEEK geschieht, sondern auch den Einfluß des Druckes auf den Absorptionskoeffizienten μ der kurzwelligen Strahlung berücksichtigen. Wie bereits Tabelle 44 zeigte, bestätigt das Experiment den großen Wert dieses Einflusses auf die Prozesse des Lawinen-Streamer-Durchbruches. Zu den noch ungenügend geklärten Einzelheiten der neuen Theorie des Lawinen-Streamer-Durchbruches muß man das Fehlen von Hinweisen in bezug auf die Abhängigkeit des Koeffizienten f von $\frac{X}{p}$ und von den anderen Entladungsparametern zählen.

Die oben betrachteten Arbeiten von LOEB enthalten auch den Versuch, seine Theorie auf das Problem der Fortpflanzung von Streamern im inhomogenen Feld[1]) auszudehnen.

§ 8. Die weiteren Stadien der Funkenentladung

Bei genügend großer Ergiebigkeit der Stromquelle oder bei genügend großer Kapazität des Entladungskondensators geht die Funkenentladung in eine Bogenentladung über, und der *Hauptkanal* des Funkens verwandelt sich in die positive Säule des elektrischen Bogens.

Die Spannung im Stromkreis ändert sich, und auf die Entladungsstrecke entfallen letzten Endes nur einige zehn Volt, die für die Unterhaltung des Bogens notwendig sind. Die Entwicklung der positiven Säule der Bogenentladung aus dem feinen Funkenkanal erfordert jedoch eine gewisse Zeitspanne.

Messungen der während eines Impulses im Entladungsgebiet freiwerdenden Energie sowie das unmittelbare Oszillographieren des Impulsstromes, durchgeführt von den sowjetischen Physikern MARSCHAK und ABRAMSON [1960] zeigten, daß ohne Selbstinduktion im Stromkreis, die das Anwachsen des Stromes verlangsamt, die Elektrodenspannung bei der Kondensatorentladung durch den neu gebildeten Funkenkanal sehr schnell bis auf einige hundert Volt (600—900 Volt) abfällt. Das weitere Anwachsen des Stromes und der weitere Rückgang der Spannung geht verhältnismäßig langsam vor sich in Übereinstimmung mit einer ebenfalls langsamen Zunahme des Funkenkanaldurchmessers. Die Stromdichte bleibt in diesem Entladungsstadium konstant und entspricht offenbar der vollständigen Ionisierung des Gases im Kanal.

---

[1]) Wir bemerken noch, daß LOEB in seinen letzten Arbeiten für die Gleichung (709) den Ausdruck $\varrho_1 = \left(4D\frac{x_1}{v}\right)^{\frac{1}{2}}$ benutzt. Siehe [16].

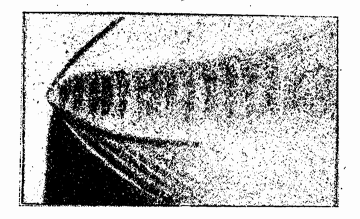
Diese Vermutung fand ihre Bestätigung in den unter Anleitung von S. L. MANDELSTAMM, N. M. GEGETSCHKORI, J. S. ABRAMSON und S. J. DRABKINA durchgeführten Experimenten. Dabei wurde die Schattenmethode von TOEPLER in Verbindung mit der stroboskopischen Methode mit einem rotierenden Spiegel angewandt [1973]. Die Breite des Kanales und die zeitliche Zunahme seines Durchmessers wurden genau ermittelt; es wurde die vom Kanal ausgehende Explosionswelle entdeckt und andere Einzelheiten der Struktur in der näheren Umgebung des Kanals. Die Ausdehnungsgeschwindigkeit des Kanales ergab sich zu 1—5 km/s, was mit dem in der Arbeit [1957] geschätzten Wert übereinstimmt. Die optische Untersuchung des Funkenkanals wurde bei gleichzeitiger Oszillographie von Strom und Spannung durchgeführt.

Die Existenz einer Stoßwelle zeigt, daß man eine Theorie für die Ausweitung des Funkenkanals notwendig davon ausgehend aufbauen muß, daß bei der Fortpflanzung der entgegengesetzten Spannungswelle, die den Hauptfunkenkanal bedingt, im ionisierten Streamerkanal ein explosionsartiger Prozeß vor sich geht, der zu einem plötzlichen Druckanstieg führt. Diesen Gedanken äußerte DRABKINA noch vor der optischen Untersuchung und entwickelte gleichzeitig eine entsprechende hydrodynamische Theorie der Kanalausweitung. Anlaß für diese Theorie war die Tatsache, daß beim Durchgang der entgegengesetzten Spannungswelle sowie in der unmittelbar darauf folgenden Zeitspanne (ca. $5 \cdot 10^{-7}$ s) pro Zentimeter Kanallänge eine sehr große Energie frei wird (10^6—10^7 erg).

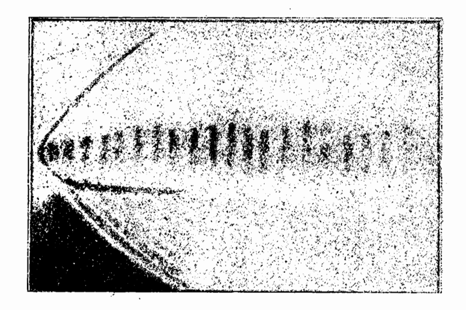
Durch die kurzzeitig freiwerdende Energie im dünnen Plasmaschlauch, der sich im ersten Stadium des Funkendurchbruchs durch die Lawinen-Streamer-Prozesse gebildet hat, entsteht eine zylindrische *Stoßwelle*, die sich von der Kanaloberfläche radial mit einer Geschwindigkeit aus-



a



b



c

Abb. 254. Photographien des Funkenmantels in Luft bei verschiedenen Parametern des Schwingungskreises

dehnt, die mehrere Male größer ist als die Schallgeschwindigkeit. Die Temperatur der Wellenfront und unmittelbar dahinter beträgt etwa 10000° C und mehr. Das führt zu einer zusätzlichen intensiven Gasionisierung über die Ionisationsdichte hinaus, die durch den Durchgang der entgegengesetzten Spannungswelle, die den Lawinen-Streamer-Prozeß abschließt, bereits erzeugt wurde. Mit dem Fortschreiten der Stoßwelle sinkt die Temperatur in der Wellenfront und, wie die optischen Untersuchungen nach der Methode von TOEPLER zeigten, entfernt sich die Front der Stoßwelle von der Grenze des Kanals. Die weitere Entwicklung des Kanals wird ganz durch die von der Stoßwelle verursachte Gasbewegung und die ununterbrochen freiwerdende Stromwärme im Kanal bedingt.

Die nach der Methode von TOEPLER gemachten Aufnahmen gaben die Möglichkeit, außer der Stoßwelle den *Kanalmantel* zu entdecken, der das stromleitende Gebiet und auch die Stirnflächen der bei diesen Experimenten mit schwingender Kondensatorentladung entstehenden zusätzlichen Stoßwellen begrenzt. Die Stirn einer neuen Stoßwelle stimmt im ersten Augenblick ihrer Entstehung stets mit dem Kanalmantel überein. Daher läßt sich behaupten, daß der Mantel die Grenze des stromleitenden Gebietes ist. Die entsprechenden Aufnahmen sind in Abb. 254 wiedergegeben.

Über die Untersuchung der Funkenentladung siehe auch [1886—1903, 1924, 1925, 1937, 1946—1949, 1955, 1958, 1961, 1965, 1972, 1974, 1975, 1977, 1984, 1985].

Über die Funkenentladung bei Feldemission im Vakuum siehe [1926—1928].

§ 9. Die Untersuchungsmethoden und die spezifischen Besonderheiten des Blitzes

Als Hauptgerät zur Untersuchung der aufeinanderfolgenden Stadien des Blitzes dient die bereits erwähnte BOYC-*Kamera*. Eine Ausführungsform einer solchen Kamera besitzt zwei kreisförmig rotierende Objektive, die das Bild des Blitzes auf einem unbewegten Film wiedergeben. Die zu analysierenden BOYC*ogramme* sehen so aus, wie es die Abbildungen 255a und b zeigen.

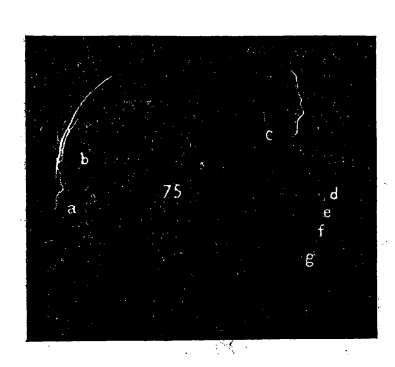
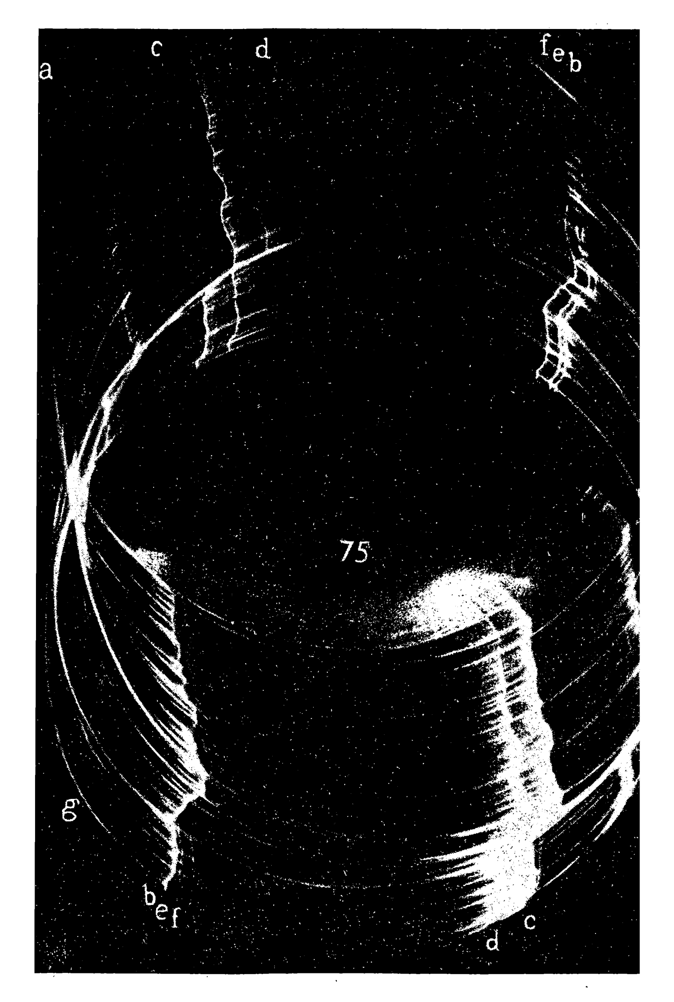


Abb. 255a. Aufeinanderfolgende Blitzimpulse mit der BOYC-Kamera I, mit einem sich langsam drehenden Objektiv aufgenommen

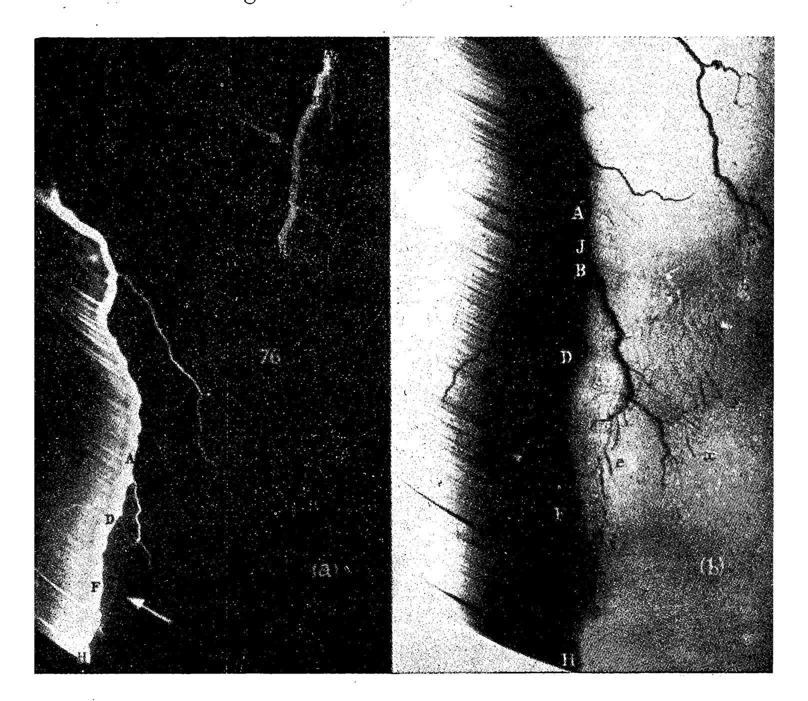
Die in ein und demselben Entladungsstadium von einem jeden der Objektive gemachten Aufnahmen sind in den Abbildungen 255a und b jeweils mit denselben Buchstaben *a*, *b*, *c* bezeichnet. Bei der Auswertung muß die Bewegungsrichtung des Objektivs und die Richtung, in der sich die Entladung ausbreitet, berücksichtigt werden. Um ein vollständiges Bild von den Vorgängen beim Blitz zu erhalten, werden gleichzeitig drei Aufnahmen gemacht: Mit einer feststehenden Kamera, mit einer BOYC-Kamera I mit einem langsam rotierenden Objektiv (Abb. 255a) und mit einer BOYC-Kamera II mit zwei schnell rotierenden Objektiven (Abb. 255b). Bei der Abb. 255b betrug die Umdrehungszahl der BOYC-Kamera II 3000 in der Minute; die Umdrehungszahl des „langsamen" Objektivs der Kamera I betrug $\frac{1}{59}$ davon.

ıarakteristisches BOYCogramm, aus dem die aufeinanc
leutlich zu erkennen sind, zeigt das vergrößerte Negı
gibt die Auswertung dieses BOYCogramms. Wertvolles
ährigen Untersuchungen von Gewitterentladungen von



b. Bild der aufeinanderfolgenden Blitzimpulse mit der Bc
nell rotierenden Objektiven aufgenommen; das BOYCOg
s Bild des zeitlichen Prozeßverlaufes, es gestattet jedoch
ȝe der einzelnen durch längere Zeiträume als die Dauer eiı
s getrennten Stadien eindeutig festzustellen. Dieser Man
tige Aufnahme desselben Prozesses mit der „langsamen"
Abb. 255a abgebildet, behoben

Mitarbeitern in Südafrika [1938—1943] sowie die Arbeiten der sowj
schaftler S. J. STEKOLNIKOW und ALI-SADE, die in Aserbaidshan [1986
eführt wurden.
zweite moderne Untersuchungsmethode der Gewitterentladungen bestel
dung des Oszillographen. Der Oszillograph kann in den Stromkreis des
haltet werden und registriert dann unmittelbar den durch den Blitz verur



56. Charakteristisches BOYCogramm, das die Ausdehnung des Stufe
- die schwachen Streifen an der rechten Seite des Photos. Der rechte
ung ist das Negativbild. Der breite schwarze Streifen entspricht dem
les Blitzes und besitzt in der Originalaufnahme den in der Reprodukt
denen feinen Aufbau aus parallelen Streifen verschiedener Helligkeit.
Vergrößerung einer Aufnahme mit einem der beiden Objektive geze
igt die Drehrichtung des Objektives. Die Ergebnisse einer eingehenden
ginalaufnahme sind in der Abb. 257 dargestellt. Die Buchstaben in den A
und 257 bezeichnen in beiden Bildern dieselben Punkte

f des Stromimpulses; oder der Oszillograph wird an einen Antennenk
ssen, der elektrische Schwingungen auffängt und diejenigen Verze
ktrischen Feldes der Erdatmosphäre registriert, die die Gewitterentla
en. In diesem Fall ist eine besondere Auswertung des Schirmbildes
keit von der Entfernung Blitz — Antenne und von der Richtung der En
erforderlich. Besonders wertvoll sind Oszillogramme, die gleichzei
grammen eines Blitzes aufgenommen werden.

Weniger vollkommen, dafür aber leichter in großem Maßstab anwendbar, sind die *klydonographische Methode*, wie sie zur Erzeugung von LICHTENBERG-Figuren bei der Gleitentladung angewandt wird, und besonders die *ferromagnetische Methode*. Die letztgenannte Methode beruht auf der Restmagnetisierung eines Eisenkerns im Magnetfeld eines Blitzempfängers oder längs eines Leiters, der zufällig vom Strom eines Blitzes durchflossen wird [1934]. Mit diesen Methoden ist eine statistische

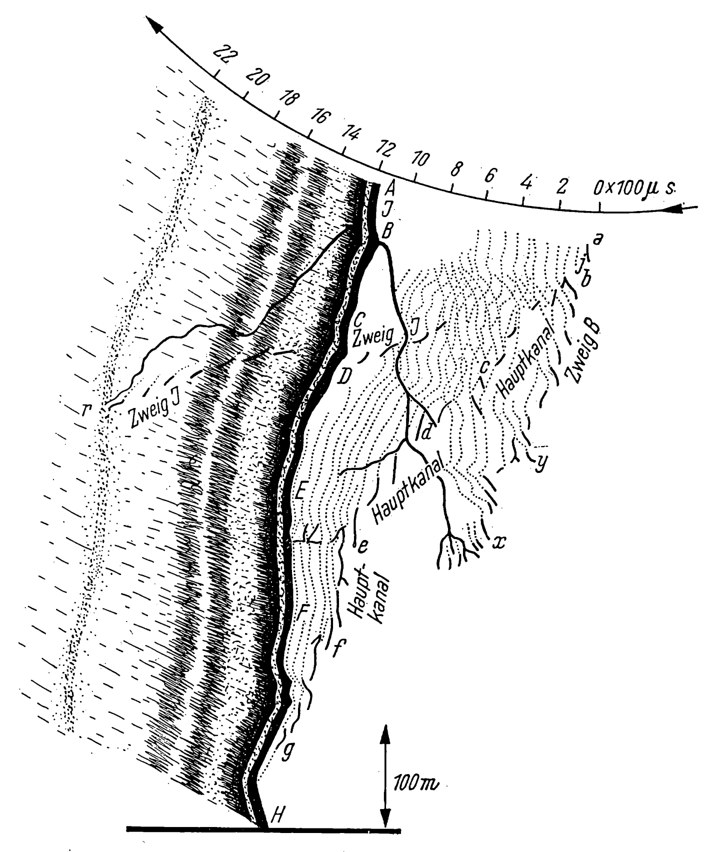


Abb. 257. Zum BOYCOGRAMM Abb. 256. In dieser Abbildung sind aus dem BOYCOGRAMM der Kanal des Blitzes AH und seine zwei Zweige Jr und Bx ausgewertet worden

Untersuchung einer Vielzahl von Blitzen möglich. Hierzu werden die entsprechenden Geräte in genügend großer Anzahl an Blitzableiter oder an die Maste elektrischer Überlandleitungen angeschlossen und nach dem Gewitter kontrolliert. Über die experimentelle Technik bei der Untersuchung des Blitzes siehe auch [1990].

Bei Gewitterentladungen zeigen sich folgende Hauptmerkmale. Alle Gewitterentladungen werden in zwei Klassen eingeteilt. Das sind einmal die Entladung zwischen Wolken, wobei der verzweigte Blitzkanal sich in der Atmosphäre verliert

und die Erde nicht erreicht, und zum anderen die Entladungen zwischen Wolken und der Erdoberfläche. Hierbei sind die Wolken in der Mehrzahl negativ gegen die Erde geladen. Die Wolke spielt die Rolle der negativen, die Erde die der positiven Elektrode einer Funkenstrecke. Die negativen Blitze sind gegenwärtig Hauptgegenstand der Blitzforschung. Auf sie beziehen sich alle von uns weiter unten angeführten Daten, wenn nicht entsprechende Vorbehalte gemacht werden.

Es wurde eine große Anzahl von einzelnen Blitzentladungen beobachtet, jedoch bestehen die Einschläge des negativen Blitzes vielfach aus schnell aufeinanderfolgenden Impulsen. BOYCogramme und Oszillogramme zeigen bei jedem Impuls die Existenz eines sogenannten *Hauptkanals des Blitzes,* dessen Zustandekommen durch die vorhergehenden *Leader* bestimmt wird, die bedeutend weniger hell sind und oft nur mit großen Schwierigkeiten auf der photographischen Platte festgehalten werden können. Ähnlich, wie der Streamer, durchbricht der Leader in der Luft den Weg für die Entladung und vereinigt negative Ladungen in der Wolke mit der Erde durch einen stark verzweigten ionisierten Kanal. Der Bildungs- und Fortschreitungsmechanismus des Leaders ist jedoch etwas komplizierter als beim Streamer. Ein bedeutender Teil der negativen Ladung der Wolke ist beim Eintreffen des Leaderkopfes auf der Erde bereits in den Kanal geflossen. Im Augenblick des Aufschlags vom Leaderkopf auf die Erde strömen die positiven Ladungen die von der Wolke auf der Erdoberfläche influenziert wurden, in den vom Leader geschaffenen Kanal und neutralisieren die negativen Ladungen im Kanal und in allen seinen Abzweigungen. Auf diese Weise entsteht ein schnell von der Erde zur Wolke wachsender *Hauptkanal* von großer elektrischer Leitfähigkeit. Die Stromdichte im Hauptkanal ist groß. Die Helligkeit des Hauptkanals ist größer als die Helligkeit aller anderen Blitzstadien. Die Potentialdifferenz zwischen Wolke und Erde nimmt rasch ab und reicht nicht mehr für die starken Ströme aus, wie sie im Hauptimpuls des Blitzes auftreten. Der Impuls bricht zusammen. Nach einer gewissen Zeit wird infolge des Zustroms negativer Ladungen aus den entfernten Gebieten der Wolke der Ausgangszustand wiederhergestellt, und von der Wolke her entwickelt sich ein neuer Leader, der nach Erreichen der Erdoberfläche zu einem neuen Hauptimpuls führt. Der Kanal des vorhergegangenen Impulses wird jedoch nicht vollständig entionisiert, und der neue Leader läuft auf dem Wege des alten Kanals, wobei er seine Windungen und Verzweigungen wiederholt.

Einen Begriff von der Vielfältigkeit der einzelnen Blitzschläge gibt das dem Buch von STEKOLNIKOW [1874] entnommene Diagramm (Abb. 258). Die Dauer der Prozesse eines Blitzschlages beträgt von einigen hundertstel Sekunden bis zu einer Sekunde und mehr; am häufigsten ist eine Dauer von einigen zehntel Sekunden. Die Zeitintervalle zwischen den einzelnen Impulsen ein und derselben Blitzentladung werden durch die Abb. 259 veranschaulicht, die dem gleichen Buch entnommen ist. Die elektrische Ladung, die durch den Blitz fließt, schwankt zwischen Bruchteilen eines Coulombs bis zu hundertundfünfzig Coulomb und mehr. Die maximale Stromstärke eines Impulses liegt bei Bruchteilen eines Amperes bis zu einigen hundert (200—300) Ampere. Die beobachteten Durchmesser eines Hauptblitzkanales liegen im Bereich von 10—25 cm [1935]. Über Ergebnisse von Blitzuntersuchungen siehe auch [1966—1968].

Das sorgfältige Studium von BOYCogrammen sowie ihr Vergleich mit Oszillogrammen führte zu folgender Vorstellung über den Leaderprozeß. Zwischen dem Leader des ersten Blitzimpulses und den Leadern der folgenden Impulse besteht ein grund-

sätzlicher Unterschied. Während der Leader nachfolgender Impulse eine gleichmäßige Geschwindigkeit von $5 \cdot 10^7$ bis $1{,}8 \cdot 10^9$ cm/s hat, wächst der Leader des ersten Impulses sprungartig an. Nachdem der Kopf des ersten Leaders in Richtung zur Erde etwa 5 m durchlaufen hat, beobachtet man in der Weiterentwicklung des Leaders eine Unterbrechung. Das weitere Wachsen geht erst nach Ablauf von 50 μs weiter. Der Leader durchwandert wiederum 5 m und macht in seiner Entwicklung von neuem halt. Solche Leader werden *Stufenleader* genannt. Ununterbrochen fortschreitende Leader nennt man *Pfeilleader*. Ihr Aussehen auf dem

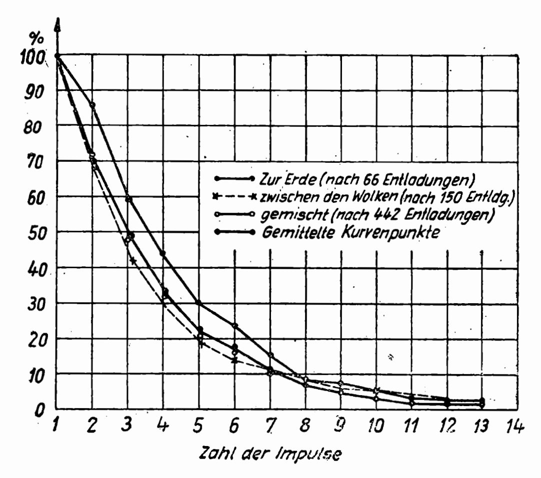


Abb. 258. Prozentuale Häufigkeit von Impulsen bei Blitzentladungen

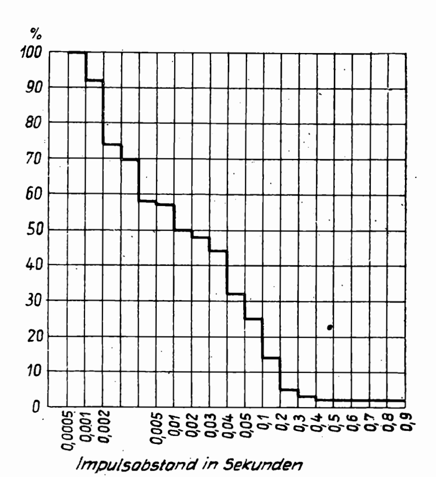


Abb. 259. Prozentuale Häufigkeit von Zeitintervallen zwischen den einzelnen Blitzimpulsen bei Mehrfachblitzen

Boycogramm erinnert an einen Pfeil mit erweiterter Spitze. Je länger die Unterbrechung zwischen den einzelnen Stromimpulsen dauert, um so wahrscheinlicher ist die Bildung von Stufenleadern. Der Stufenleader ist die charakteristische Durchbruchsform bei nur sehr schwach ionisierter Luft, während der Pfeilleader für einen Durchbruch charakteristisch ist, der sich im alten vorhergehenden Kanal vollzieht, wo also merkliche Spuren einer Ionisierung vorhanden sind. Nach den Beobachtungen von Ali-Sade in Aserbaidshan ist der Leader des ersten Blitzimpulses nicht unbedingt stufenartig, sondern ist in zwei von fünf Fällen ein Pfeilleader.

Bei der Annäherung des Leaderkopfes an die Erde beobachtet man die Bildung entgegenkommender leuchtender Kanäle. Diese Kanäle entstehen an hohen Gebäuden, Blitzableitern usw. in Richtung des sich annähernden Leaders, verbinden sich mit ihm und schließen die Entladungsstrecke zwischen Wolke und Erde. Das Leuchten des Hauptkanals schreitet mit großer Geschwindigkeit 10^9 — 10^{10} cm/s von der Erde zur Wolke in dem von dem Leader vorgebildeten Kanal fort. An der Erde ist die Leuchterscheinung am hellsten. Bei Erreichen irgendeiner Verzweigung des Blitzkanales breitet sich dann das Leuchten auch in allen Einzelheiten der Verästelung aus. Nach Verzweigungen geht das Leuchten im Hauptkanal mit sprunghaft verminderter Helligkeit weiter.

Ein Beispiel für die Ausbreitung der Leuchterscheinung im Hauptkanal ist in Abb. 260 gegeben. Die Zahlen geben die Zeiten in Mikrosekunden an. Die unterschiedliche Linienstärke entspricht dem unterschiedlichen Leuchten in verschiedenen Punkten. Im Punkt P trat eine mehrere Mikrosekunden dauernde Verzögerung des Hauptkanals in seinem nach oben gerichteten Fortschreiten ein. Diese Verzögerung wurde durch eine Verteilung der positiven Ladung in die Verzweigung, die im Punkt P beginnt, verursacht. Nach dem Passieren des Punktes P ist die Helligkeit bedeutend gesunken. In Abb. 261 sind die auf dem Boycogramm von den Leaderprozessen (gestrichelt) und vom Hauptkanal (ausgezogene Kurven) zweier Zweige

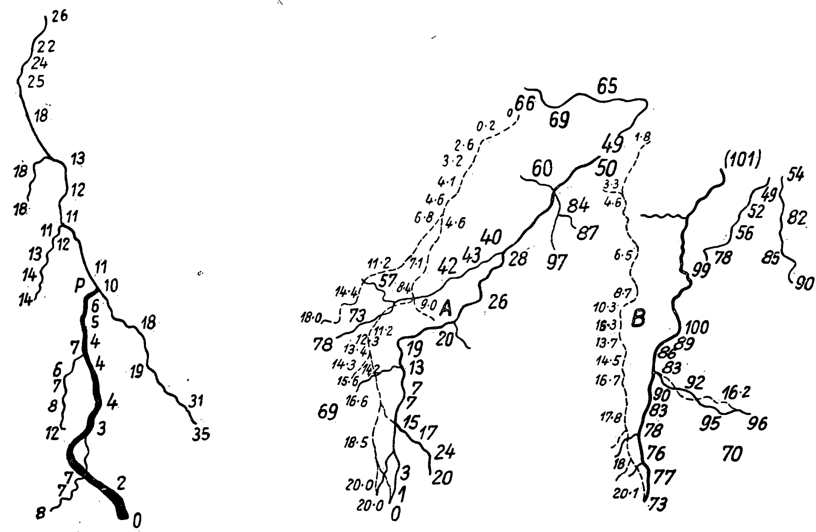


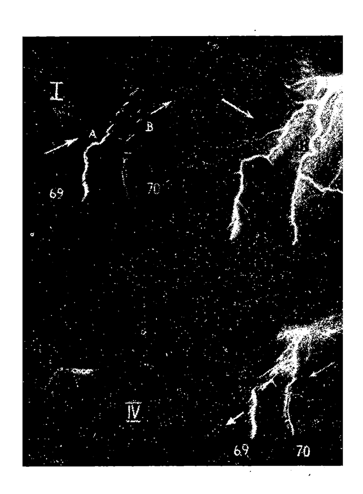
Abb. 260. Beispiel zur Ausdehnung des Hauptkanals eines Blitzimpulses. Die Zahlen geben die Zeit in Mikrosekunden an. Die Stärke der Kurve entspricht der Helligkeit.

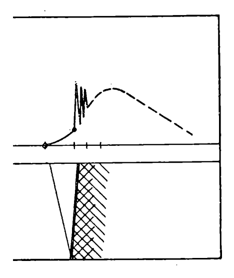
Abb. 261. Auswertung eines Boycogramms zweier nacheinander erfolgter Blitzimpulse

eines Blitzimpulses hinterlassenen Spuren dargestellt. Die dem Fortschreiten des Stufenleaders (gestrichelt) entsprechenden Zeitpunkte stammen vom Boycogramm der „langsamen" Kamera und sind in Millisekunden angegeben. Die Zeiten des Hauptkanals sind von einer Kamera mit schnell rotierenden Objektiven bestimmt worden und in Mikrosekunden angegeben. Der obere Punkt des Leaders des zweiten Impulses, der auf dem Boycogramm aufgenommen wurde, entspricht einem um 1800 Mikrosekunden späteren Zeitpunkt als das obere Ende des ersten Leaders. Wegen des kürzeren Weges, den der zweite Leader durchlief, erreichte er die Erde um nur 73 Mikrosekunden später als der Leader des ersten Impulses. Im gegebenen Fall stellen offenbar die Zweige (69) und (70) keine wiederholten Blitzimpulse dar, sondern zwei Verzweigungen eines Impulses, da der Leader des

chsen des Hauptkanales des Zw
ıme dargestellt, deren Auswe
die Bewegungsrichtung des]

es BOYCogramms und eines O
tzterem auf der Ordinatenach





Oszillogramms A und eines
Oszillogramms entsprechen: a
ten BOYCogramm B, b der sch
ınal — der starke Abschnitt i
ıuf die Entladung durch den B
ɔrtdauert, wenn das obere En
ıatisierten BOYCogramms. Die
wurde bei dieser schematische
ɔn der Vertikalen entspricht de
Impulses ist stufenartig; die I
ınd pfeilartig

Feldstärke an der Antenne aufgetragen. Der Stufencharakter des ersten Leaders fand eine klare Widerspiegelung in den Schwingungen des entsprechenden Zweiges des Oszillogramms. Ein anderer etwas komplizierterer Fall ist in Abb. 264 dargestellt.

Bei den Entladungen zwischen Wolken fehlt das Stadium eines Hauptimpulses, und nur manchmal ist ein etwas helleres Leuchten zu bemerken, das sich in entgegengesetzter Richtung in einiger Entfernung von dem sich in den Wolken verlierenden

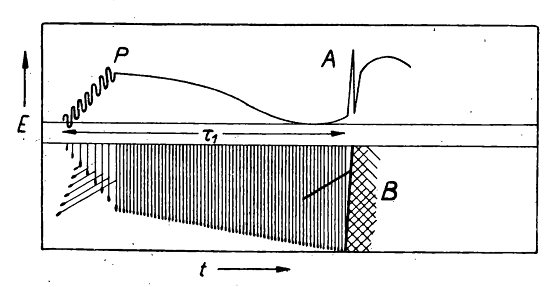


Abb. 264. Analoge Darstellung und analoge Bezeichnungen wie in der Abb. 263

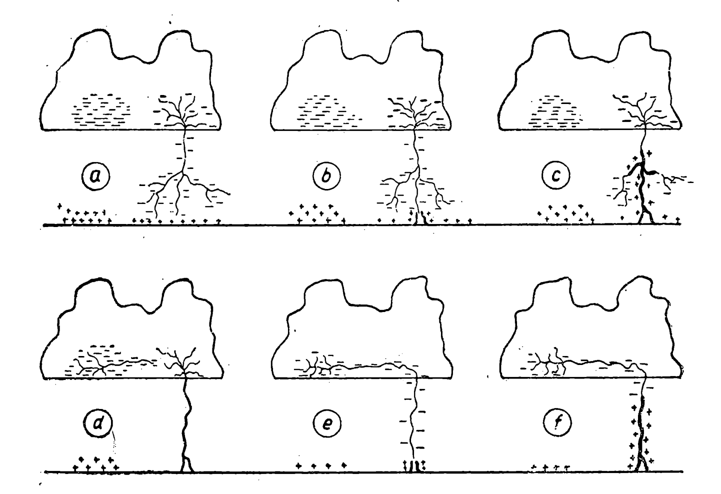


Abb. 265. Allgemeine Darstellung einer Blitzentladung nach SCHONLAND

Ende des Blitzes ausbreitet. Zum Schluß der phänomenologischen Beschreibung des Blitzes führen wir in Abb. 265 noch die schematische Darstellung eines aus zwei Hauptimpulsen bestehenden Blitzes an. Sie stammen aus einem Aufsatz von SCHONLAND, in dem er den wahrscheinlichen Mechanismus der beim Blitz auftretenden Prozesse beschreibt ([1941], S. 134). In dieser Darstellung entspricht *a* der Entwicklung des *Leaders* des ersten Blitzimpulses, wobei eine Ansammlung von negativen Ladungen in der Wolke in die Verzweigungen des vom Leader gebildeten Kanals fließt; *b* entspricht dem Leader, dem ein positiver Streamer von

der Erde her entgegensteigt; c — der Plasmakanal hat sich geschlossen, die positiven (influenzierten) Ladungen der Erde strömen in den Kanal, es vollzieht sich die Entwicklung des ersten Hauptimpulses; d — die Entladung der in der Wolke angesammelten negativen Ladungen wird fortgesetzt, und es beginnt ein Zustrom negativer Ladungen von einer zweiten Ansammlung in der Wolke zum Anfangspunkt des Blitzkanals; e — Ausdehnung des Pfeilleaders des zweiten Blitzimpulses von der Wolke zur Erde und der Übergang der negativen Ladungen der zweiten Ansammlung in den Kanal dieses Leaders; f — der Hauptkanal des zweiten Blitzimpulses hat sich gebildet, es erfolgt eine Neutralisation der negativen Ladungen in der Wolke.

§ 10. Der Mechanismus der Prozesse beim Blitz nach Schonland, Meek und Loeb

Im Stufenleader des Blitzimpulses haben wir es mit zwei Geschwindigkeiten zu tun. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer jeden Leaderstufe ist größenordnungsmäßig die gleiche wie beim Pfeilleader, der seinen Weg längs des alten „erloschenen" Kanals nimmt. Die Geschwindigkeit des Stufenleaders im ganzen, einschließlich der Unterbrechung, ist im Verlauf des gesamten Prozesses konstant und entspricht der Geschwindigkeit eines Elektrons in Luft bei einer für die Stoßionisation ausreichenden minimalen Feldstärke.

Die Existenz zweier Geschwindigkeiten führte Schonland zu der Schlußfolgerung, daß wir es im Stufenleader mit zwei Prozessen zu tun haben: Mit einem Ausbreitungsprozeß des Leaders in einem vorbereiteten Kanal aus ionisierter Luft, der mit dem Ausbreitungsprozeß eines Pfeilleaders identisch ist, und mit der vorhergehenden Bildung eines ionisierten Kanals, den Schonland als „Leitstreamer" bezeichnete. Das Leuchten des „Leitstreamers" ist zu schwach, um eine entsprechende Spur im Boyçogramm zu hinterlassen. Die Meinung Schonlands, unterstützt durch Meek und Loeb, geht dahin, daß der Leitstreamer nichts anderes sei als die gewöhnliche Ausdehnung einer Elektronenlawine im langen Funken, begleitet von der periodischen entgegengesetzten Ausdehnung eines positiven Streamers längs des Lawinenkanals. Der Pfeilleader und jede Fortbewegung des Stufenleaders stellen einen zum negativen Streamer analogen Prozeß dar.

Der Mechanismus dieses negativen Leaders ist nach der Darstellung von Cravath und Loeb folgender [1936]. Nehmen wir an, eine Elektronenlawine würde sich längs des Kanals eines vorher ionisierten Gases ausdehnen. Dabei wird sich in dem Raum vor dem Lawinenkopf eine gewisse Zahl freier Elektronen befinden, die die negativen Ladungen des Kopfes verstärken. Diese Elektronen werden neue Lawinen vor der ursprünglichen Lawine AB (Abb. 266) bilden. Dadurch wird der Raum zwischen B und C noch vor dem Eintreffen der Lawine AB stark ionisiert werden. Die Bildung des ionisierten Kanals wird viel schneller vor sich gehen als die Fortbewegung einer gewöhnlichen Lawine in der vorher nicht ionisierten Luft. Beim Stufenleader wird das Anwachsen des negativen Leaders unterbrochen, sobald ein solcher Leader bis zum Kopf des schwach ionisierten Kanals vordringt.

A B C

Abb. 266. Darstellung der Leaderausdehnung eines Blitzes nach Loeb und Cravath

Der Umstand, daß der Stufenleader nach Erreichen des Lawinenkopfes eines Leitstreamers während der nächsten 50—90 μs nicht weiter fortschreitet, zeigt, daß vor dem Kopf des Stufenleaders die notwendige Feldstärke fehlt. Weshalb das so ist und wie das Feld sich von neuem ausbildet, kann man in seinen Einzelheiten nicht als gelöst betrachten.

Im Kanal des Leitstreamers fließe der Strom I, der von den in diesen Kanal aus dem Leaderkanal einströmenden Elektronen gebildet wird [1936, 1870, 1941]. Nach LOEB wird dieser Elektronenstrom durch den Abgang von Elektronen aus dem Kopf des Leitstreamers infolge Diffusion in den umgebenden Raum gebildet. Der Kanal des Leitstreamers besitzt eine bestimmte endliche elektrische Leitfähigkeit und folglich auch einen gewissen Widerstand R. Der Potentialgradient in diesem Kanal wird durch das Produkt des Stromes mit dem Widerstand einer Längeneinheit des Kanals bestimmt. Wenn der Leaderkopf gerade den Kopf des Leitstreamers erreicht hat, ist die elektrische Leitfähigkeit des sich weiterentwickelnden Leitstreamerkanals groß, die Feldstärke klein. Mit der Zeit werden negative Ionen gebildet, und es geht eine Rekombination positiver und negativer Ionen vor sich. Die Ionenkonzentration ändert sich nach

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 at} = \frac{1}{1/N_0 + at}. \tag{714}$$

Für die Zeiträume, für die $a \cdot t \gg \frac{1}{N_0}$, ist die Konzentration

$$N \approx \frac{1}{at} \tag{715}$$

und von N_0 fast unabhängig. Eine zahlenmäßige Berechnung zeigt, daß im Laufe von 50 μs, das ist die Dauer der Unterbrechung in der Ausdehnung des Stufenleaders, $N \approx 10^{10}$ ist. Die Konzentrationsverminderung der geladenen Partikel führt zu einer Vergrößerung des Widerstandes und folglich bei dem vorausgesetzten Strom I zu einer Erhöhung der Feldstärke. LOEB berechnet diese Feldstärke. Um die Feldstärke X zu erhalten, die für die Erneuerung des Leaderprozesses ausreicht, setzt er voraus, daß durch Diffusion eine Anzahl von Elektronen abwandert, die $5^0/_0$ des Lawinenstromes I_0 vom Leitstreamer entspricht, und daß die Anzahl der freien Elektronen im Kanal gleich $10^0/_0$ der Anzahl der negativen Ionen ist. Das führt zu einem Wert von $X = 50{,}25$ kV/cm.

Was die seltenen Fälle des *positiven Blitzes* anbelangt, so ist darüber verhältnismäßig wenig Tatsachenmaterial gesammelt worden. SCHONLAND, MEEK und andere Autoren sind geneigt, den Leader des positiven Blitzes als einen gewöhnlichen positiven Streamer zu betrachten, der dem von der positiven Elektrode einer Funkenentladung ausgehenden Kanal entspricht. Nachdem dieser Kanal die Erde erreicht hat, erfolgt der Hauptimpuls des Blitzes. Von Interesse ist der Versuch, im Laboratorium ähnliche Bedingungen zu schaffen, wie sie bei Gewitterentladungen in Wolken auftreten, wobei man eine Entladung zwischen zwei Leuchtgasflammen als Elektroden benutzt [1950]. Über den Leader des Blitzes siehe auch [1989].

§ 11. Der Kugelblitz

In das Bild, wie es in den beiden vorhergehenden Paragraphen gegeben wurde, paßt der eigenartige, selten beobachtete *Kugelblitz* nicht hinein. Über den Kugel-

blitz werden von „Augenzeugen" sehr viele unglaubliche Geschichten erzählt. Das Aussehen eines Kugelblitzes zeigt die Abb. 267.

Der Kugelblitz ist ein mehr oder weniger hell leuchtendes Gebilde, das sich verhältnismäßig langsam in der Atmosphäre bewegt und von Bruchteilen einer Sekunde bis zu einigen Minuten existiert; die Form dieser Gebilde erinnert meist an eine Kugel. Man beobachtete ihre Bewegung aus den Wolken zur Erde sowie ein Auf-



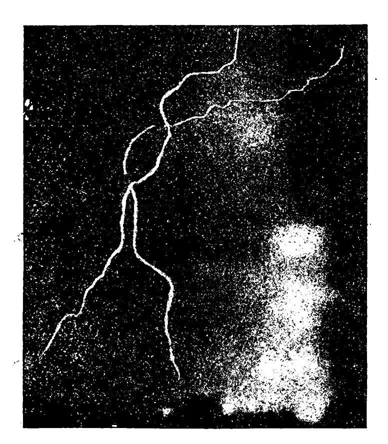




Abb. 267. Photographien von Kugelblitzen

treten an der Erdoberfläche nach dem Einschlag eines gewöhnlichen Blitzes. Die Kugelblitze schweben entweder in der Luft oder lassen sich auf verschiedenen Gegenständen nieder. Sie verschwinden plötzlich explosionsartig, was von mehr oder weniger starken akustischen Effekten begleitet wird. Die durch Kugelblitze verursachten Zerstörungen können bedeutend sein. Nach der Schätzung von Augenzeugen liegt der Durchmesser der Kugelblitze im Bereich von zehn Zentimetern bis zu zwanzig und mehr Metern. Der Versuch, Kugelblitze im Laboratorium zu

erzeugen, hat bisher zu keinen Ergebnissen geführt, die geeignet wären, Aufklärung über diese Erscheinung zu geben.

Es wurden viele Hypothesen über die Natur der Kugelblitze aufgestellt, doch eine gesicherte Begründung wurde für keine dieser Hypothesen gegeben. Von Interesse sind die Vermutungen, welche die Kugelblitze als besonderen Zustand der Materie betrachten, mit einem spezifischen Aufbau aus Elektronen und anderen Elementarteilchen [1951]. Wir wollen auch auf einen anderen viel einfacheren Standpunkt in dieser Frage hinweisen, nach dem man den Kugelblitz als eine Ansammlung betrachtet, die aus chemisch aktiven Stoffen gebildet wird, die in der Atmosphäre unter dem Einfluß der Gewitterentladung entstehen und sich auf Staubteilchen niederschlagen [1952].

In gewissen Fällen sind sogenannte *Perlschnurblitze* registriert worden. Beim Perlschnurblitz sieht man nicht einen ununterbrochen fortschreitenden leuchtenden Kanal, sondern eine Folge von vielen gleichsam auf eine Schnur aufgezogenen leuchtenden Perlen. Der Perlschnurblitz stellt möglicherweise den Übergang vom *Linienblitz* zum Kugelblitz dar.

Außer dem Linienblitz, dem Kugelblitz und dem Perlschnurblitz treten noch Gewitterentladungen in Form des sogenannten *Flächenblitzes* auf. Der Flächenblitz äußert sich im Aufflammen weiter Gebiete einer Wolke und ist die Folge einer Entladung, die vom Zentrum einer Ladungsansammlung in die umgebende Luft vor sich geht. Diese Entladungen darf man nicht mit dem *Wetterleuchten* verwechseln, worunter man ein Aufflammen von fernen Blitzen versteht.

Die Blitzschläge rufen in der Atmosphäre elektromagnetische Impulse hervor, die sich in Abhängigkeit von ihren Absorptionsbedingungen manchmal über sehr große Entfernungen erstrecken (6000—7000 km). Diese Impulse stören die Arbeit von Rundfunkstationen und sind als *atmosphärische Störungen* bekannt. Die Beobachtung atmosphärischer Störungen werden systematisch mit einer Antenne und einem damit verbundenen Oszillographen durchgeführt. Das historisch erste Gerät zur Registrierung von atmosphärischen Störungen war der „Gewitteranzeiger" von Alexander Stepanowitsch Popow, der 1896 im meteorologischen Observatorium des Forstinstitutes in Petersburg aufgestellt wurde. Die Statistik zeigt, daß die Anzahl der atmosphärischen Störungen auf der gesamten Erdkugel größer ist als die Anzahl der Blitze. Atmosphärische Störungen werden bei Regen ohne Gewitterentladungen und bei Schneestürmen beobachtet und werden gewöhnlich von großen elektrischen Feldstärken in der Atmosphäre begleitet.

XIX. Die elektrischen Vorgänge in der Erdatmosphäre

§ 1. Die Ionisierung der Atmosphäre. Die elektrischen Felder und Ströme in der Atmosphäre

Die im vorigen Kapitel dargelegte Blitztheorie berührt nur den Mechanismus der Gewitterentladung und beantwortet die Frage nach der Entstehung der Ansammlung elektrischer Ladungen in den Wolken nicht. Das elektrische Feld in den unteren Schichten der Erdatmosphäre und die dortige Verteilung der elektrischen

Ladungen während eines Gewitters unterscheidet sich grundsätzlich von dem Feld und der Ladungsverteilung unter normalen Umständen.

Die Erdatmosphäre steht dauernd unter dem Einfluß einer ganzen Reihe von Ionisationsquellen. In den unteren Schichten der Atmosphäre herrscht die radioaktive Strahlung der Erdrinde und der Einfluß der aus den Erdspalten und Wasserquellen austretenden radioaktiven Emanationen vor. In hohen Atmosphärenschichten erfolgt die Ionisation durch die bis zu diesen Schichten vordringende kurzwellige Sonnenstrahlung sowie durch die von der Sonne ausgehenden Korpuskularstrahlen. Es wurde auch eine Ionisierung dieser Atmosphärenschichten durch Sternschnuppen festgestellt [2007].

Ionisierend wirken in allen Atmosphärenschichten die verschiedenen Komponenten der kosmischen Strahlung. Die Ionisierung der unteren Schichten der Atmosphäre wird mit den üblichen Methoden zur Bestimmung der Ladungskonzentration und der Ionenbeweglichkeit sowie durch die Bestimmung der Potentialverteilung und Messung der vertikalen elektrischen Ströme in der Atmosphäre studiert. Die Ionisierung in den oberen Schichten der Atmosphäre wird durch die Reflexion von elektromagnetischen Wellen verschiedener Frequenzen an diesen Schichten festgestellt. Diese Schichten erhielten ursprünglich den allgemeinen Namen HEAVISIDE-*Schichten*. Später wurde ihr Aufbau genauer unterschieden. Zur Zeit unterscheidet man:

1. Die F-Schicht oder APPLETON-*Schicht*, die in zwei Teile zerfällt: F_2 mit einer maximalen Elektronenkonzentration in 350—550 km Höhe und F_1 bei 180 bis 200 km; manchmal wird ein zusätzliches Maximum in 150 km Höhe beobachtet (Gebiet M).
2. Die E-Schicht oder KENNELLY-HEAVISIDE-*Schicht* mit einer unteren Grenze von 70—80 km und einer oberen von 120—130 km.

Die Untersuchung dieser Schichten erfolgt durch Messung der Intensität der von ihnen reflektierten Radiosignale verschiedener Wellenlängen; die Untersuchungsmethode wird „Echolotverfahren" genannt [1992, 2000, 2001]. Einer bestimmten Konzentration geladener Teilchen in der Schicht entspricht eine bestimmte „kritische" Frequenz der elektromagnetischen Wellen, die an der gegebenen Schicht reflektiert werden. Deshalb erlaubt diese Methode, nicht nur die Höhe dieser oder jener Schicht der Ionensphäre durch das verspätete Eintreffen des reflektierten Signals im Vergleich mit der Bodenwelle, sondern auch die Konzentration der freien Ladungen in der Schicht zu bestimmen. Man darf sich die F- und E-Schichten nicht als zeitlich unveränderlich vorstellen. Diese Schichten machen mit den Tages- und Jahreszeiten eine Reihe von Veränderungen durch. Ihre Höhe und ihr Reflexionsvermögen in bezug auf Radiowellen verändert sich stark. Diese Parameter ändern sich auch von Ort zu Ort auf der Erdoberfläche. Das Verhalten der Schichten zeugt von ihrer engen Verbindung mit der Sonnenstrahlung [2511—2513].

Durch das Echolotverfahren entdeckte man auch die Existenz einer niedriger gelegenen D-Schicht in 36—65 km Höhe, die sich hauptsächlich durch die Absorption von Rundfunkwellen bemerkbar macht und die C-Schicht in verhältnismäßig niedriger Höhe (2—30 km).

Was die untersten Schichten der Atmosphäre anbelangt, so wurde schon im Jahre 1725 von LEMONNIER festgestellt, daß hier unter normalen Bedingungen (d. h. ohne ein Gewitter) ein so gerichtetes elektrisches Feld existiert, daß die Erde in bezug auf die Atmosphäre negativ geladen ist. Die Feldstärke E ist an der Erdoberfläche

am größten und nimmt mit der Höhe ab. Der Potentialgradient des elektrischen Feldes der unteren Atmosphärenschichten wechselt mit der Tages- und Jahreszeit; außerdem ist er auch unperiodischen Änderungen unterworfen und für verschiedene Punkte der Erdkugel verschieden. In Tabelle 45 führen wir die mittleren (langjährigen) Werte dieses Gradienten in Volt pro Meter an, die von verschiedenen Stationen bestimmt wurden [1993]. Auf dem Festland wie auch auf dem Meer ist der Potentialgradient in den mittleren Breiten größer als am Äquator und in den Polargebieten.

Tabelle 45

Station	[V/m]	Station	[V/cm]
Pawlowski (Slytzk) bei Leningrad	179	Kew	317
Washington	179	Apia	112
Davos	64	Victorialand (Antarktis)	88
Potsdam	202		

Über die Änderung der elektrischen Feldstärke mit der Höhe in den unteren Schichten gibt folgende Tabelle einen Begriff:

Höhe über die Erdoberfläche [km] . .	0	0,5	1,5	3	6	9	12
Feldstärke [V/m]	130	50	30	20	10	5	2,5

Die Ionenkonzentration in der Erdatmosphäre und die ihr proportionale Leitfähigkeit sind ebenfalls veränderliche Größen, die periodischen Schwankungen wie auch verschiedenen zufälligen Einflüssen unterworfen sind. Die Leitfähigkeit nimmt mit der Höhe zu.

Die Bestimmungen der Ionenbeweglichkeit in der Atmosphäre zeigten, daß die Beweglichkeit der gewöhnlichen Ionen in der Atmosphäre der Ionenbeweglichkeit in Luft bei Laboratoriumsuntersuchungen ähnlich ist: Sie ist im Mittel für positive Ionen über dem Festland gleich $1{,}08 \frac{\mathrm{cm/s}}{\mathrm{V/cm}}$, für negative Ionen $1{,}22 \frac{\mathrm{cm/s}}{\mathrm{V/cm}}$. Mit zunehmendem Feuchtigkeitsgehalt der Luft vermindert sich die Beweglichkeit der Ionen. LANGEVIN entdeckte schwere Ionen in der Atmosphäre mit einer Beweglichkeit, die einigen Zehntausendsteln der Beweglichkeit gewöhnlicher Ionen,und zwar annähernd $3 - 4 \cdot 10^{-4} \frac{\mathrm{cm/s}}{\mathrm{V/cm}}$, entspricht. Die schweren Ionen sind feste, geladene Teilchen in der Atmosphäre. Diese Teilchen dienen als *Kondensationskerne* von Wasserdampf. Mit zunehmender Feuchtigkeit nimmt ihre Beweglichkeit ab. Die schweren Ionen spielen bei der Bildung von Nebel und Wolken eine wesentliche Rolle.

Der dritte Parameter des elektrischen Zustandes in den unteren Schichten der Atmosphäre ist die Dichte i des vertikalen elektrischen Stromes in der Atmosphäre; sie ist mit λ und E durch die bekannte Beziehung

$$i = \lambda E \tag{716}$$

verknüpft, kann jedoch auch selbständig, unabhängig von λ und E gemessen werden. Die Stromdichte i ist weit kleineren Schwankungen ausgesetzt als λ und E. Mit der Änderung der Höhe bleibt i ebenfalls mehr oder weniger konstant. Der Wert von i beträgt im Durchschnitt $2 \cdot 10^{-16}$ A/cm² oder etwa 2000 Elektronen pro cm² pro Sekunde. Die durchschnittliche elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre an der Erdoberfläche beträgt $\lambda = 3 \cdot 10^{-4}$ CGSE.

Der elektrische Zustand der Erdatmosphäre ist ein Gleichgewichtsprozeß: In jedem Volumenelement bilden sich freie Ladungsträger infolge verschiedener Ionisierungsquellen. Sie rekombinieren ständig und werden vom vertikalen elektrischen Strom fortgetragen. In diesem Gleichgewichtsprozeß ist eine Frage noch nicht ganz geklärt: Die Konstanz der Ladung der Erdoberfläche. Wie klein die Dichte i des vertikalen Stromes auch sein mag, dieser Strom müßte die negative Ladung der Erde sehr schnell kompensieren und damit das Feld zum Verschwinden bringen.

Nach der Formel der Elektrostatik

$$E = 4\pi\,\sigma \tag{717}$$

ist bei einer durchschnittlichen elektrischen Feldstärke an der Erdoberfläche von $130\,\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}}$ die Ladungsdichte auf der Erdoberfläche $\sigma = 3$ bis $4{,}5 \cdot 10^{-4}$ CGSE und die gesamte negative Ladung der gesamten Erdkugel $Q = 5$ bis $7 \cdot 10^5$ Coulomb. Daher ist das Erdpotential $V_E = \frac{Q}{R}$, wobei R der Erdhalbmesser ist, annähernd 10^9 V. Aus (717) folgt, daß

$$-\frac{dE}{dt} = -4\pi\,\frac{d\sigma}{dt} = 4\pi\,i = 4\pi\,\lambda\,E. \tag{718}$$

Aus Gleichung (718) folgt

$$E = E_0\,e^{-4\pi i t}, \tag{719}$$

worin E_0 der Wert von E zur Zeit $t = 0$ ist. Aus (719) und (717) ist leicht zu berechnen, wie die ursprünglichen Werte von E, σ und Q auch sein mögen, daß jede dieser Größen infolge der vertikalen elektrischen Ströme in der Atmosphäre im Verlauf von 1000 Sekunden auf den 35. Teil ihres ursprünglichen Wertes abnehmen müßte. Außerdem führen die Regentropfen unter gewöhnlichen Bedingungen hauptsächlich positive Ladungen mit sich und kompensieren ebenfalls die negative Ladung der Erde. Daher ist die Erklärung von der *Erhaltung der negativen Erdladung* eine prinzipielle Aufgabe einer Theorie der atmosphärischen Elektrizität [1999].

Von allen Hypothesen zu diesem Problem werden zur Zeit nur die beiden folgenden mehr oder weniger ernst genommen. Nach der ersten Hypothese wird die negative Ladung der Erde durch einen von der Sonne kommenden Strom sehr schneller Elektronen oder anderen negativen Elementarteilchen aufrechterhalten, die ohne eine Ionisierung hervorzurufen unbehindert bis zur Erdoberfläche dringen. Die Schwierigkeiten dieser Hypothese liegen in der fehlenden Ionisierung sowie im Versagen aller bisherigen Versuche, diesen Strom negativer Teilchen zu entdecken. Nach der zweiten Hypothese sind die Störungen des elektrischen Gleichgewichtes der Atmosphäre während der Gewitter und der mit den Gewittern verbundene Ladungstransport ausreichend, um die Abnahme der negativen Erdladung auszugleichen. Diese Hypothese geht davon aus, daß Gewitter und Blitze im Erdmaßstab keine Seltenheiten, sondern recht häufige Vorkommnisse sind: Auf der

Erde finden gleichzeitig im Durchschnitt 1800 Gewitter statt, und die Zahl der Blitze erreicht auf der gesamten Erdkugel 100 pro Sekunde. Bei der Störung der üblichen Feldrichtung während eines Gewitters müssen wohl in der Bilanz der Erdladung außer den Blitzen auch die Entladungen von Spitzen (Bäume, spitze Felsen, Pflanzen, hohe Gebäude und andere Ungleichmäßigkeiten der Erdoberfläche) eine Rolle spielen. Der Transport der negativen Ladungen aus den Wolken auf die Erde durch Blitze und das Abfließen der positiven Ladungen von den Spitzen während eines Gewitters kompensieren den Verlust der Erde an negativer Ladung bei gewitterfreien Verhältnissen. Die Entladungen von hohen Bäumen, Gebäuden, Masten usw. werden oft von einem sichtbaren Leuchten begleitet. Sogar ohne Gewitter beobachtet man oft auf Schiffen während des Befahrens niedriger Breiten diese Entladungen; sie heißen „Elmsfeuer“.

Während eines Gewitters erfährt der Potentialgradient der Atmosphäre stürmische Änderungen. Es ist bisher nicht gelungen, große Potentialgradienten, wie sie unmittelbar vor dem Blitzschlag auftreten und der für das Entstehen des Leitstreamers notwendigen Feldstärke entsprechen müssen, zu messen, und zwar deshalb, weil diese hohen Potentiale nur in sehr kleinen Räumen und in kurzen Zeitabschnitten vorkommen. Die Feldstärken, die man registrieren konnte, sind um ein Vielfaches größer als die normalen Feldstärken der Atmosphäre und haben in den meisten Fällen entgegengesetzte Richtung.

§ 2. Die Gewittertheorie

Die Ansammlung von negativen und positiven Ladungen in den Wolken kann nicht als Ursache von Gewitterentladungen durch die gewöhnliche Ionisation erklärt werden, die den normalen elektrischen Zustand in der Atmosphäre ununterbrochen aufrechterhält. Außerdem beobachtet man während eines Gewitters die Bildung von Gewitterwolken, die sich von der gewöhnlichen Wolkenbildung unterscheiden, sowie verstärkte und ungleichmäßige Niederschläge, starke Winde und starke nach oben steigende Luftströmungen.

Eine Analyse der meteorologischen Daten zeigt, daß die Gewitter, die beim Zusammentreffen oder an der Grenze großer Luftmassen, die in ihren physikalischen Parametern und in ihren sonstigen Strömungsverhältnissen verschieden sind, auftreten, *Frontalgewitter* sind. Gewitter treten auch in Gebieten mit örtlichen Störungen des thermodynamischen und des aerodynamischen Gleichgewichts der Atmosphäre auf, beispielsweise bei starker örtlicher Erwärmung der Erdoberfläche, die eine verstärkte vertikale Warmluftströmung bedingt. Dabei entstehen die sogenannten örtlichen Gewitter. Eine Untersuchung der Regenniederschläge zeigt, daß diese Niederschläge geladen sind. Ihre Ladungen haben in den einzelnen Fällen verschiedene Vorzeichen und die Ladungsmenge pro Regentropfen ist unterschiedlich. Alles das zwingt dazu, die Ansammlung von Ladungen in einzelnen Gebieten der Gewitterwolke mit der Bildung von Regentropfen, den Prozessen ihrer Aufladung und Bewegung sowie mit den auf- und niederwallenden Luftströmungen, mit dem Zusammentreffen dieser Strömungen und mit den Vorgängen an ihren Grenzen zu verbinden. Schon M. W. Lomonossow betonte in seiner berühmten „Rede über Vorgänge in der Luft, die von einer elektrischen Kraft herrühren“, die Bedeutung der aufsteigenden Strömungen für die Gewitterbildung.

Bei der Ausarbeitung einer Gewittertheorie [2002] haben verschiedene Forscher diesen oder jenen Prozeß der Aufladung von Regen- und Nebeltropfen zugrunde gelegt, wobei sie versuchten, damit alle Einzelheiten der komplizierten Gewittererscheinung zu erklären. In ihren Resultaten widersprechen die recht zahlreichen Theorien von ELSTER und GEITEL, TOEPLER, WILSON u. a. m. einander, und jeder einzelne widerspricht irgendeiner experimentellen Tatsache oder ist lediglich imstande, Ladungsansammlungen eines Vorzeichens in einer Wolke zu erklären. Das Problem erfuhr erst einen bedeutenden Fortschritt, als SIMPSON und SCRASE im Laufe von sechs Jahren durch Beobachtungen neues Material über das elektrische Feld in den Gewitterwolken sammelten [2003]. Ihre Beobachtungen führten sie mit selbstregistrierenden Ballonsonden aus. Die Ballons stiegen bis zu einigen Kilometern auf. Diese Untersuchungen ergaben einen komplizierteren Bau des Feldes bei der Annäherung an die Gewitterwolke und eine kompliziertere Anordnung der negativen und positiven Ladungen in der Wolke, als es von den früheren Theorien postuliert wurde.

Die Ladungsprozesse von Regen- und Nebeltropfen sowie von Eisnadeln und Eiskristallen in den oberen Gebieten der Wolke sind folgende:

1. Auf den Regen- und Nebeltropfen im elektrischen Feld der negativen Erdladung werden folgende Ladungen influenziert: Die positiven im unteren, die negativen im oberen Teil des Tropfens. 2. Die schweren Tropfen fallen rascher als die leichten. Indem sie die letzteren einholen, vereinigen sie sich mit denselben bei einem Zusammenstoß oder sie zerstäuben. Bei der Zerstäubung werden die positiven Ladungen von den negativen getrennt. 3. Bei der Zerstäubung eines neutralen

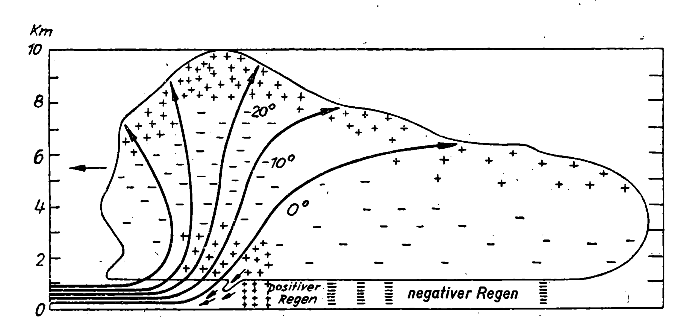


Abb. 268. Darstellung einer Gewitterwolke nach SIMPSON-SCRASE

Tropfens durch den entgegenkommenden Luftstrom tritt eine Elektrisierung der Luft und des Wasserstaubes ein, der sich bei Platzen des Tropfens bildet [2008, 2009] [1]). 4. Der niederfallende schwere positive Tropfen zieht infolge seiner großen Ladung und der großen Beweglichkeit der negativen Ionen der Luft diese an und lädt auf diese Weise die umgebende Luft positiv auf. Die Anlagerung von negativen Ionen auf einem großen neutralen Tropfen ergibt eine negative Ladung. 5. Die Eisnadeln und Kristalle können durch Reibung mit der Luft sowie beim Zerbrechen in kleinere Teile oder durch einen Photoeffekt infolge der ultravioletten Sonnenstrahlung elektrisiert werden.

[1]) Dieser Effekt wird an Wasserfällen beobachtet und heißt LENARD-Effekt.

Durch ihre experimentellen Beobachtungen und durch die von ihnen neu entwickelte Gewittertheorie gelangten SIMPSON und SCRASE zu einer Darstellung der Vorgänge in der Gewitterwolke, wie sie Abb. 268 zeigt. Die ausgezogenen Linien deuten hierbei den Verlauf der Luftströmung an. Die Geschwindigkeit dieser Strömungen ist um so größer, je benachbarter die Strömungslinien gezeichnet sind. Der Pfeil zeigt die Bewegungsrichtung der Gewitterwolke an. Dort, wo die Strömungslinien an den unteren Wolkenrand treffen, sind die Gebiete mit positiver Ladung, die durch den LENARD-Effekt entstanden sind.

Ein anderer Teilungsprozeß der positiven und negativen Ladungen vollzieht sich in den Teilen der Wolken, in denen die Temperatur niedriger als Null ist und wo man nicht Nebeltropfen, sondern Eisnadeln und Kristalle vorfindet, die sich bei der Luftreibung oder infolge eines Photoeffektes aufladen. Das Absinken der relativ zur Luft negativ geladenen Eiskristalle führt zur Ansammlung von positiven Ladungen im oberen Teil der Wolke und einer negativen Ladung in den unteren Schichten. Im rechten Teil der Gewitterwolke, wo die aufsteigenden Ströme fehlen, erstreckt sich die Ladungsansammlung bis zur unteren Grenze der Wolke und schafft die für die Bildung eines negativen Blitzes notwendigen Bedingungen, d. h. eine negativ geladene Wolke und eine durch Influenz positiv geladene Erdoberfläche. Hier findet auch der *negative Regen* statt. Über die Ladungsprozesse der Gewitterwolken siehe auch [2010—2012].

§ 3. Das Polarlicht

Die oben beschriebenen Erscheinungen treten in den unteren Schichten der Atmosphäre auf. In nördlichen oder südlichen Breiten (seltener in den gemäßigten Zonen) beobachtet man eigenartige elektrische Entladungserscheinungen in der Atmosphäre, die einen großen Teil des nächtlichen Himmels überdecken und in sehr großer Höhe vor sich gehen. Diese Erscheinungen wurden seinerzeit als Nordlicht bezeichnet und heißen heute richtiger *Polarlicht* [1998].

Die Polarlichter lassen sich entsprechend ihrem Aussehen in zwei Klassen einteilen:

1. Die Formen *ohne Strahlenstruktur*: Dazu gehören a) der leuchtende Bogen, der nach unten durch ein dunkles Segment begrenzt wird; b) wolkenartige leuchtende Gebilde; c) diffuses Leuchten des nächtlichen Himmels.

2. Die Formen *mit Strahlenstruktur* (auch fächerartig). Die Polarlichter der ersten Klasse können auch von Strahlen begleitet sein. Diese verlaufen manchmal fast parallel zueinander und bilden große leuchtende gerade Streifen, „Draperien", die durch ihren Umriß an Vorhänge erinnern. Die intensiven Strahlen, die große Längen erreichen, scheinen infolge der Perspektive von einem Punkt auszugehen und bilden die sogenannte „*Polarlichtkorona*".

Die Polarlichter der ersten Klasse sind verhältnismäßig stabil und erreichen große horizontale Ausdehnung. Polarlichter der zweiten Klasse haben eine geringe Ausdehnung, sie zeichnen sich durch Beweglichkeit und Veränderlichkeit ihrer Form aus und werden von magnetischen Stürmen begleitet, die den elektrischen, von der Erde in den umgebenden Raum gerichteten Strömen entsprechen. Die Polarlichter haben verschiedene Schattierungen. Im Spektrum der Polarlichter herrschen die Linien des Stickstoffes und des Sauerstoffes vor, Wasserstoff- und Heliumlinien fehlen. Am

charakteristischsten ist die unter gewöhnlichen Verhältnissen „verbotene“ grüne Linie des atomaren Sauerstoffes von 5577 Å.

Die Polarlichter erklärt man zur Zeit durch die Anregung von Teilchen einer außergewöhnlich verdünnten Atmosphäre in Höhen bis zu 7000 km durch Korpuskularstrahlen, die von der Sonnenoberfläche, insbesondere von den Sonnenflecken ausgehen. Als anregende Teilchen nimmt man gewöhnlich Elektronen, d. h. β-Strahlen an; es gibt auch Ansätze einer Polarlichtertheorie, die von einer Anregung durch α-Strahlen ausgeht.

Eine derartige Vorstellung vom Mechanismus der Polarlichter beruht auf Laboratoriumsversuchen von BIRKELAND, bei denen die Bewegung von β-Strahlen in einem seiner Geometrie nach dem Magnetfeld der Erde ähnlichen künstlichen Magnetfeld erfolgt. Andere Ausgangspunkte einer Theorie sind die von STÖRMER [2004, 2005] durchgeführten Berechnungen der Flugbahnen geladener, von der Sonnenfläche ausgehenden und in das Magnetfeld der Erde gelangenden Teilchen sowie die beobachteten Zusammenhänge zwischen den Polarlichtern, dem Auftreten von Sonnenflecken und den erdmagnetischen Stürmen [1992]. Die Theorie von STÖRMER und BIRKELAND erklärt nicht nur das Bild der Polarlichter im ganzen, sondern auch viele ihrer Einzelheiten.

Eine andere Theorie hat die Bewegung neutraler Luftmoleküle in sehr großen Höhen zum Gegenstand, wo die freie Weglänge der Teilchen so groß ist, daß kaum Stöße stattfinden und wo nach einer Photoionisierung durch ultraviolette Sonnenstrahlen die Bewegung dieser Teilchen durch das Magnetfeld der Erde bestimmt wird [2006].

XX. Die Koronaentladung

§ 1. Die Entstehungsbedingungen und das allgemeine Bild der Koronaentladung

Die Koronaentladung entsteht dann bei verhältnismäßig großen Drucken, wenn das Feld der Entladungsstrecke infolge eines kleinen Krümmungshalbmessers einer oder beider Elektroden sehr inhomogen ist. Die Ionisation sowie das Leuchten des Gases erfolgen lediglich in einer mehr oder weniger dünnen Schicht um die Elektrode mit kleinem Krümmungshalbmesser. Diese Schicht nennt man *Koronahaut*. Außerhalb der Koronahaut kommen weder Stöße erster Art noch freie Elektronen vor, und der Strom ist durch die Bewegung der positiven und negativen Ionen bedingt. Dieses Gebiet nennt man *äußeres Gebiet* der Koronaentladung.

Zeigt nur eine der Elektroden eine Korona, so sind im äußeren Entladungsgebiet praktisch nur Ionen eines Vorzeichens vorhanden, und zwar mit demselben der betreffenden Elektrode; der Strom ist in diesem Fall *unipolar*.

Die Stromstärke der Koronaentladung hängt ab von der Elektrodenspannung, von der Form der Elektroden und ihrem gegenseitigen Abstand, von der Natur und Dichte des Gases und benötigt zu ihrem Unterhalt keine fremde Ionisationsquelle. Deshalb ist die Koronaentladung selbständig. Von anderen Arten der selbständigen

Entladung unterscheidet sich die Koronaentladung wesentlich dadurch, daß ihre Stromstärke *nicht* durch den Widerstand eines äußeren Stromkreises bedingt ist, sondern dadurch, daß sie durch die Leitfähigkeit des äußeren Entladungsgebietes beschränkt wird. In diesem ist die den Durchgang des Entladungsstromes hindernde unipolare Raumladung vorhanden. Auf das äußere Gebiet entfällt ein bedeutender Teil des Potentialabfalles der Entladungsstrecke.

Bei der allmählichen Vergrößerung der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden, angefangen vom Wert Null, findet zuerst eine stromschwache unselbständige Dunkelentladung statt, die von der Restionisierung abhängt. Danach entsteht bei einer gewissen „*Anfangsspannung der Korona*" die Koronaentladung. Bei weiterer Vergrößerung der Potentialdifferenz wächst die Stromstärke, die Dicke der leuchtenden Koronahaut, und ihre Leuchtintensität nimmt zu. Bei einer Potentialdifferenz, die manchmal viel größer ist als die Anfangsspannung, geht schließlich die Koronaentladung in eine Funkenentladung über, und es erfolgt ein Funkendurchbruch. Nach der Theorie von Rogowski für die selbständige Entladung muß bei der Anfangsspannung der Korona, wie bei jedem Übergang einer unselbständigen Entladung in die selbständige, der Verstärkungsfaktor $\mu = \gamma\left(e^{\int_0^d \alpha\, dx} - 1\right) = 1$ sein. Unter d ist im gegebenen Falle die Schichtdicke längs einer Kraftlinie zu verstehen, deren Feldstärke für die Ionisierung durch Stöße erster Art genügend groß ist (d. h. $\alpha > 0$). Wie bei jedem Durchbruch der Gasstrecke durchläuft μ infolge der Feldverzerrung durch Raumladungen schnell eine Kurve mit mehr oder weniger hohem Maximum, wie es beispielsweise Abb. 183 zeigt.

Die Feldverzerrung durch Raumladungen kommt jedoch nicht nur im Ionisierungsgebiet (von Null bis d) zustande, wo sich die selbständige Entladung entwickelt, sondern auch außerhalb dieses Gebietes. Auch im „äußeren" Gebiet der Entladung kommt eine Feldverzerrung vor, und zwar in Richtung wachsender Feldstärke. Mit der fortschreitenden Entwicklung des Durchbruchs entfällt auf die Koronahaut ein immer kleinerer Teil der an die Entladungsstrecke gelegten Gesamtspannung. Infolgedessen hört ein weiteres Ansteigen der Ionisierung auf, μ erreicht den Wert 1, und der Entladungszustand wird bei einem verhältnismäßig schwachen Strom stabil. Für einen stärkeren Strom wäre die auf die Koronahaut entfallende Spannung zu gering. Daher hat der Verlauf von μ kein so hohes Maximum wie bei ebenen Elektroden, wo auf das Entwicklungsgebiet der Elektronenlawinen fast die gesamte Spannung zwischen den Elektroden entfällt.

Bei der Vergrößerung der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden über die anfängliche hinaus kann sich die Entladung weiter entwickeln; die Koronahaut erweitert sich, und die Entladungsstromstärke nimmt zu, wenn nicht der gleichzeitig erfolgende Anstieg der Feldstärke im äußeren Gebiet die Zunahme von neuem ausgleicht. Bei der Spannung, bei der das Ionisierungsgebiet, d. h. die Koronahaut bis zur gegenüberliegenden Elektrode (falls diese keine Korona zeigt) oder bis zur Koronahaut der anderen Elektrode gelangt, verschwindet die Ursache, die den Anstieg von μ mit der Vergrößerung des Stromes einschränkt. Bei einem Ionisierungsanstieg infolge eines Stromstoßes durchläuft μ eine Kurve mit hohem Maximum, genau wie im Falle einer Entladung zwischen ebenen Elektroden, und wir haben den Übergang in eine Bogenentladung oder in eine Funkenentladung vor uns [2015 — 2017, 2019]. Auf diese Weise *entsteht bei der Koronaentladung ein unvollständiger Durch-*

bruch der Gasentladungsstrecke, der bei der darauffolgenden Funkenentladung beendet wird.

Die Koronaentladung entsteht nur dann, wenn das Verhältnis vom Elektrodenabstand zum Krümmungsradius einer Elektrode größer als ein bestimmter Wert ist (für jede gegebene Konfiguration der Entladungsstrecke sowie für die gegebene Gasdichte und die Natur des Gases). Bei kleineren Werten dieses Verhältnisses entwickelt sich unmittelbar eine Funkenentladung oder in Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen eine Bogen- bzw. Glimmentladung. Zu den in diesem Paragraphen beschriebenen Entladungen gehören alle Entladungen an Spitzen, an scharfen Rändern von Elektroden, an Kugeln mit kleinen Radien usw. Koronaentladungen treten oft bei zylindrischen Leitungen auf. Die einfachsten quantitativen Gesetzmäßigkeiten erhält man dann, wenn die andere Elektrode, die keine Korona zeigt, als konzentrischer Hohlzylinder die erstere umgibt. Besonders den letzten Fall werden wir weiterhin im Auge behalten, wenn wir nichts anderes vermerken.

An Hochspannungsleitungen und Teilen von Hochspannungsmaschinen ist die Korona eine schädliche Erscheinung, weil sie Leistungsverluste bedingt. Eine nützliche Anwendung findet die Koronaentladung bei den Elektrofiltern und Elektroseparatoren.

Beim Studium der Koronaentladung muß man mit einigen spezifischen Effekten rechnen: Mit einer Erhöhung der Gastemperatur und den hieraus in Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen entspringenden Effekten der Druckvergrößerung oder der örtlichen Verminderung der Gasdichte [2038, 2040], mit der Entstehung von Vibrationen oder einer Drehbewegung der Leitung [2042, 2043] sowie mit einer Veränderung des Gases infolge chemischer Reaktionen in der Koronaentladung (beispielsweise die Bildung von Ozon oder Stickstoffoxyden in Luft).

Wegen der Koronaverluste an Hochspannungsleitungen interessierte man sich bereits für diesen Entladungstyp, bevor die Physik ein genaues Bild von den Gasentladungsprozessen gab und insbesondere die Vorstellung über die Gasionisierung sehr ungenau war. Deshalb haben sich in bezug auf die Koronaentladung einige Anschauungen eingebürgert, die den jetzigen Theorien der Ionisation und der Gasentladungen nicht entsprechen.

Die alte Koronatheorie ([2], S. 103; [6], S. 260—262; [2037]) setzt die Koronahaut einem gutleitenden Medium gleich und betrachtet diese Schicht als die Fortsetzung und die Ausweitung einer Elektrode. Hieraus ergibt sich nun die Schlußfolgerung, daß der Potentialabfall und die elektrische Feldstärke im Bereich der Koronahaut unbedeutend klein sind ([5], S. 89). Eine derartige Schlußfolgerung ist grundsätzlich falsch. Die Koronahaut stellt keineswegs ein Gasentladungsplasma von großer Leitfähigkeit und gleich großer Konzentration von positiven und negativen elektrischen Ladungsträgern dar, wie die positive Säule der Bogenentladung. Die Koronahaut ist ein Durchlaufgebiet der Elektronenlawinen, die positive Raumladungen von großer Dichte hinter sich lassen. Deshalb widerspricht die Behauptung, daß in der Koronahaut $E \approx 0$ sei, dem POISSONschen Gesetz.

Für den Durchbruch des Gasraumes zwischen ebenen Elektroden in atmosphärischer Luft ist eine Potentialdifferenz von ca. 30 kV pro cm notwendig; dann nähert sich die PASCHEN-Kurve einer geneigten Geraden. Dieser Umstand wurde in Analogie zu den Durchbruchserscheinungen an festen Dielektriken folgendermaßen gedeutet: Für den Durchbruch ist eine bestimmte kritische Feldstärke E_k an der Elektrode notwendig; bei kleinerer Feldstärke kommt eine Ionisierung zustande. Hieraus

entsprang die Vorstellung über die „*dielektrische Festigkeit*" des Gases. Die Feldstärke an der Elektrodenoberfläche, die der Anfangsspannung der Korona entspricht, identifizierte man mit der dielektrischen Festigkeit des Gases. Das Experiment zeigte, daß die *Anfangsfeldstärke der Korona* E_k vom Radius der Leitung und von der Luftdichte abhängt. Man mußte daher annehmen, daß auch die dielektrische Festigkeit des Gases vom Krümmungshalbmesser der Elektroden abhängt.

Mit der Vorstellung über die dielektrische Festigkeit des Gases ergab sich auch die andere Behauptung der alten Koronatheorie: Die Feldstärke an der äußeren Grenze der Koronahaut entspricht der dielektrischen Festigkeit des Gases an der Oberfläche eines Metallzylinders mit gleichem Durchmesser wie dem der Koronahaut. Dieser zweite Satz ist grundsätzlich falsch, da er keinerlei Unterschied zwischen dem Gasdurchbruch und der gewöhnlichen Ionisierung des Gases macht.

Die dritte Voraussetzung, die man gewöhnlich macht, besteht darin, daß man die Dicke der Koronahaut außer acht lassen könne. Diese Annahme rettet die Situation dann, wenn die Dicke der Koronahaut tatsächlich klein ist. Sie beseitigt die Frage nach dem Potentialabfall in der Koronahaut und damit auch die Notwendigkeit der ersten Voraussetzung. Gleichzeitig gibt die zweite Annahme der alten Theorie bei Außerachtlassung der Dicke der Koronahaut annehmbare Ergebnisse bei der Berechnung der Strom-Spannungs-Charakteristik der Koronaentladung, da tatsächlich die Feldstärke an der inneren und nicht an der äußeren Grenze der Koronahaut ungefähr der Anfangsfeldstärke der Korona entspricht.

Zur Zeit wird die TOWNSEND-ROGOWSKI-Theorie [2014, 2018, 2020] auf die Koronaentladung angewandt. Jedoch lassen sich nicht alle Vorgänge der Koronaentladung in den Rahmen dieser Theorie einfügen. In einigen Einzelheiten ist die Koronaentladung keine homogene (räumlich gleichartige) und zeitlich konstante Entladungsform, wie sie die TOWNSEND-ROGOWSKI-Theorie mit einer mittleren elektrischen Feldstärke einer von Punkt zu Punkt der Entladungsstrecke sich wenig ändernden Raumladungsdichte beschreibt. Vor allem kann der Übergang der Koronaentladung in die Funkenentladung nicht in den Rahmen dieser Theorie hineinpassen, da die Funkenentladung allein auch nicht in den Rahmen dieser Theorie paßt. Außerdem beobachtet man in der Koronaentladung eine Reihe *intermittierender Vorgänge*, die mit der Bildung und Ausdehnung von Streamern verbunden sind. Ausgehend vom Anwendungskriterium der Theorie einer kontinuierlichen Entladung, wie es von der LOEBschen Schule ($pd < 100$ Torr · cm) vorgeschlagen wird, könnte man erwarten, daß die Theorie der Elektronenlawinen und der Raumladungen auf die stabilisierte Koronaentladung anwendbar ist, da in diesem Fall die zur Aufrechterhaltung der Entladung wesentlichen Erscheinungen in der Koronahaut konzentriert sind und für d eine kleine Dicke dieser Schicht angenommen werden kann. Andererseits müßten sich die intermittierenden Erscheinungen zeigen, wenn die gesamte Länge der Entladungsstrecke berücksichtigt werden muß, und zwar beim Übergang der Koronaentladung in die Funkenentladung und auch im Anfangsstadium der Koronaentladung selbst, wenn die Koronahaut noch nicht stabil ist. Das Experiment bestätigt, daß gerade in diesen beiden Fällen Streamer beobachtet werden.

Zur Darlegung einer Theorie der Koronaentladung wollen wir von den Ergebnissen bei Anwendung der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie ausgehen und die Koronaentladung in den §§ 2—6 dieses Kapitels als eine räumlich und zeitlich konstante Erscheinung betrachten. Über die ersten experimentellen Untersuchungen der Koronaentladung siehe [2045—2048].

§ 2. Die Anfangsspannung und die Anfangsfeldstärke der Koronaentladung

Das Experiment hat gezeigt, daß die *anfängliche* oder *kritische* Feldstärke E_k der Korona vom Leitungshalbmesser und von der Luftdichte abhängt. PEEK gab folgende empirische Formel für E_k an:

$$E_k = 31{,}0\,\delta\left(1 + \frac{0{,}308}{\sqrt{\delta r_0}}\right)\frac{\text{kV}}{\text{cm}}. \tag{720}$$

Hierbei ist r_0 der Halbmesser der Leitung, δ die Luftdichte, bezogen auf die Dichte 1 unter Normalbedingungen. PEEK leitet diese Formel aus seinen Koronaversuchen an koaxialen Zylindern ab. Diese Formel benutzt man auch in anderen Fällen, beispielsweise bei einer Koronaentladung zwischen einer zylindrischen Leitung und einer dazu parallelen Fläche. In diesem Fall vollzieht man den Übergang von der Anfangsfeldstärke E_k zur Anfangsspannung U_k nach der Formel

$$U_k = E_k r_0 \ln\frac{2h}{r_0}, \tag{721}$$

wobei h der Abstand zwischen der Leitung und der Fläche ist. Die Formel folgt aus der Lösung eines entsprechenden elektrostatischen Problems (für $2h \gg r_0$).

In der Literatur findet man Versuche, die Formel von PEEK im Rahmen der alten Koronatheorie zu begründen ([5], S. 23—24). Diese Versuche führten zur Formel

$$E_k = 30\left(1 + \frac{0{,}15}{\sqrt{r_0}}\right). \tag{722}$$

Die Formel (722) ist von gleicher Form wie die Formel von PEEK, aber die Konsequenzen daraus spiegeln die Unzulänglichkeiten der alten Koronatheorie voll wider.

Vom Standpunkt der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie muß E_k der Übergangsbedingung vom unselbständigen in den selbständigen Entladungszustand

$$\gamma\left(e^{\int_{r_0}^{r_i}\alpha\,dr} - 1\right) = 1 \tag{723}$$

genügen, wobei $\alpha = f(r)$ gilt; r_i ist der Abstand von der Leiterachse. An der Leiterachse ist $\alpha = 0$. Ohne Koronastrom ist

$$E = \frac{E_k r_0}{r}. \tag{724}$$

Aus der Bedingung (723) kann die Formel von PEEK analytisch weder exakt noch näherungsweise abgeleitet werden. Jedoch stimmt die Berechnung von E_k aus (723) und (724) auf Grund der empirischen Daten für die Abhängigkeit $\frac{\alpha}{p}$ von $\frac{E}{p}$ in einem weiten Bereich für r_0 mit den Werten nach der Formel (720) überein.

Nach der alten Koronatheorie und der Formel von PEEK darf die Anfangsfeldstärke der Korona nicht vom Elektrodenabstand abhängen. Aus der Bedingung (723) folgt für E_k eine gewisse Abhängigkeit vom Abstand (mit Ausnahme des Falles der Entladung zwischen zwei koaxialen Zylindern), wenn man als Feldverteilung im Entstehungszeitpunkt der Korona eine *elektrostatische* Verteilung annimmt, die nicht durch Raumladungen verzerrt ist. Bei einer Entladung zwischen einer zylindrischen Leitung und einer dazu parallelen Ebene zeigt das Experiment, daß E_k

stark mit zunehmendem Elektrodenabstand ansteigt; dies gilt sowohl für die negative [2021] wie auch für die positive Korona, wobei dieser Anstieg vielfach größer ist, als aus der Bedingung (723) folgt. Welchem Umstand diese große Abhängigkeit der Anfangsfeldstärke vom Abstand zwischen Leitung und Ebene zuzuschreiben ist, wurde bisher nicht geklärt.

§ 3. Die Feldverteilung in der Koronahaut

Um über die Dicke der Koronahaut und über die Größe der auf diese Schicht entfallenden Spannung urteilen zu können, muß das Problem der Feldstärkeverteilung in der Koronahaut gelöst werden. Einige qualitative Hinweise für diese Verteilung wurden von ROGOWSKI angegeben [2018][1]). Von der ROGOWSKIschen Theorie ausgehend, kann man das Problem auch quantitativ lösen [2014, 2020]. Wir bringen diese Lösung für die Korona am negativen Leiter.

In der Koronahaut gibt es freie Elektronen und positive Ionen. Mit dem Abstand r_n von der Achse der Leitung vermindert sich die Feldstärke so, daß in der Luft gleichzeitig mit den Elektronen negative Ionen auftreten. Da infolge der schnellen Bewegung der Elektronen die ihnen entsprechende Raumladung im Vergleich zur Raumladung der positiven Ionen sehr klein ist, vereinfachen wir das Problem und nehmen an, daß die Geschwindigkeit der Elektronen proportional E sei. Die sich hieraus ergebende Ungenauigkeit für die negative Raumladungsdichte ist unbedeutend. Die Beweglichkeit der Elektronen, der positiven und negativen Ionen, den Stromanteil der entsprechenden Partikel und die Raumladungsdichte bezeichnen wir mit K_e, K_p, K_n, I_e, I_p, I_n, ϱ_e, ϱ_p, ϱ_n. Die übliche Beziehung zwischen Strom und Raumladungsdichte ergibt

$$\varrho = \varrho_p - \varrho_e - \varrho_n = \frac{I_p}{2\pi r E K_p} - \frac{I_e}{2\pi r E K_e} - \frac{I_n}{2\pi r E K_n}. \tag{725}$$

Der gesamte Entladungsstrom beträgt

$$I = I_e + I_p + I_n. \tag{726}$$

Das Einsetzen des Wertes von ϱ in die POISSONsche Gleichung,

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(Er) = 4\pi\varrho, \tag{727}$$

ergibt (nach der Multiplikation des linken und des rechten Teiles mit r^2E) für den absoluten Betrag der Feldstärke E in der negativen Korona

$$rEd(Er) = \left(\frac{2I_e}{K_e} - \frac{2I_p}{K_p} + \frac{2I_n}{K_n}\right) r\,dr. \tag{728}$$

Da $K_e \gg K_p$, so kann man den ersten Summanden im rechten Teil des Ausdruckes (728) im Vergleich zum zweiten vernachlässigen.

Mit I_1 bezeichnen wir den aus der Leitung bzw. Kathode kommenden Elektronenstrom. Bei $r = r_0$ ist $I = I_e + I_p$, da dort infolge der großen Feldstärke negative

[1]) Über die Anwendung der TOWNSENDschen Theorie auf die Koronaentladung ohne Berücksichtigung der Raumladungen in der Koronahaut siehe [2050].

Ionen fehlen und somit $I_n = 0$ ist. Durch Einführung des Koeffizienten γ erhalten wir

$$I_1 = \gamma I_p = \gamma (I - I_1) \text{ oder } I_1 = I \frac{\gamma}{1+\gamma}. \tag{729}$$

Verstehen wir unter α diejenigen Werte, welche die experimentelle Bestimmung nach der TOWNSEND-Methode gibt, die keinen Unterschied zwischen dem Strom der Elektronen und anderer negativer Partikel macht, dann schreiben wir das Bildungsgesetz für die Lawinen der negativ geladenen Teilchen in der Form

$$I_e + I_n = I_1 e^{\int_{r_0}^{r} \alpha\, dr} = I \frac{\gamma}{1+\gamma} e^{\int_{r_0}^{r} \alpha\, dr}. \tag{730}$$

Wir bezeichnen mit b das Verhältnis des Stromes I_n in einem beliebigen Punkte r zum Gesamtstrom $I_e + I_n$ der negativen Teilchen. Dieses Verhältnis b ist eine Funktion von r. Damit erhalten wir

$$b = \frac{I_n}{I_e + I_n}; \quad I_n = b(I_e + I_n) = I \frac{\gamma}{1+\gamma} b e^{\int_{r_0}^{r} \alpha\, dr} \tag{731}$$

Setzen wir die Ausdrücke für $I_e + I_n$ und I_n in (728) unter Fortlassung des ersten Gliedes der rechten Seite ein, so erhalten wir bei Einführung der Bezeichnungen

$$A = \frac{2}{K_p}, \quad B = \frac{2\gamma}{(1+\gamma)K_p}, \quad C = \frac{2\gamma}{(1+\gamma)K_n}, \tag{732}$$

$$rE\, d(rE) = -AIr\, dr + BIe^{\int_{r_0}^{r} \alpha\, dr} \cdot r\, dr + CIbe^{\int_{r_0}^{r} \alpha\, dr} \cdot r\, dr.\text{[1]} \tag{733}$$

Integrieren wir von r_0 bis r, so finden wir

$$r^2 E^2 = r_0^2 E_0^2 - AI(r^2 - r_0^2) + 2BI \int_{r_0}^{r} e^u r\, dr + 2CI \int_{r_n}^{r} b e^u r\, dr. \tag{734}$$

Hier ist $u = \int_{r_0}^{r} \alpha\, dr$, und r_n entspricht demjenigen Abstand von der Leiterachse, bei dem die Feldstärke so klein geworden ist, daß eine Bildung negativer Ionen begonnen hat.

Die Berechnung von E erfolgt durch sukzessive Approximation. Bei den üblichen Werten von I (bis zu 100000 CGSE oder etwa 0,03 mA pro cm Leitungslänge mit Koronahaut) unterscheidet sich die zweite Approximation von der ersten erst von der fünften Stelle an. Die Integrationskonstante E_0 wird aus der Stationaritätsbedingung

[1] Für einen Teil der Koronahaut, wo b und folglich auch I_n Null sind, ist aus (733) die Gleichung

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dr}\left[E \frac{d}{dr}(Er)\right] - \frac{\alpha}{2} E \frac{d}{dr}(Er) - \frac{\alpha I}{K_p} = 0$$

leicht zu erhalten, die der Ausgangsgleichung von ROGOWSKI für ein ebenes Problem analog ist:

$$\frac{d}{dx}\left(\sqrt{E} \frac{dE}{dx}\right) - \alpha\left(\sqrt{E} \frac{dE}{dx}\right) - \frac{4\pi i \alpha}{K} = 0.$$

der Entladung bestimmt

$$\gamma\left(e^{\int_{r_0}^{R}\alpha\,dr} - 1\right) = 1\,. \tag{735}$$

Direkte quantitative Daten für b und für die Bildung negativer Ionen in Abhängigkeit von der Feldstärke oder genauer vom Verhältnis E/p gibt es nicht. Deshalb muß man indirekte Wege benutzen. Beim Studium der experimentellen Abhängigkeit des Koeffizienten α von E/p für Stickstoff kommt MASCH [2022] zu der Schlußfolgerung, daß die Bildung der negativen Ionen bei einem Wert von E/p beginnt, bei dem die Abhängigkeit α/p von E/p sich ändert, und zwar, wo die Abhängigkeit $\ln(\alpha/p)$ von p/E aufhört linear zu sein. In Abb. 269 sind die Kurven $\ln(\alpha/p)$ in Abhängigkeit von p/E für Luft (Kreise) und von E/p (Punkte) angeführt (nach MASCH und SANDERS [2022, 2023]). Den Anfang der Krümmung beider Kurven finden wir bei $E/p = 36$ V/cm Torr. Deshalb nehmen wir für r_n in Luft denjenigen Abstand von der Leiterachse an, bei dem $E/p = 36$ V/cm Torr ist und approximieren die Funktion b durch den Ausdruck

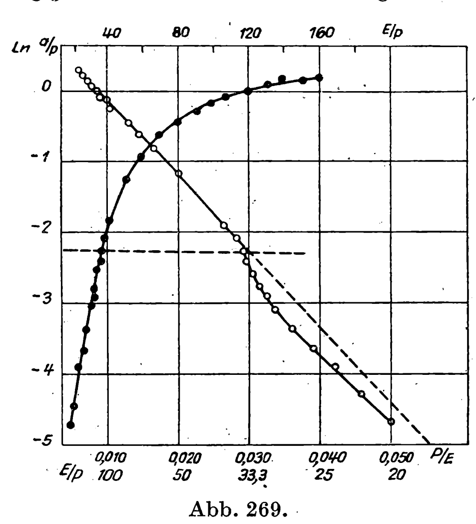


Abb. 269.
$\ln\frac{\alpha}{p}$ als Funktion von $\frac{p}{E}$ (Kreise) und von $\frac{E}{p}$ (Punkte)

$$b = \frac{\frac{E}{p} - 22}{36 - 22} = \frac{\frac{E}{p} - 22}{14}\,, \tag{736}$$

da man bei $\frac{E}{p} = 22$ V/cm Torr $\alpha = 0$ setzen kann.

In Abb. 270 ist die Feldverteilung angeführt, die auf diese Weise für einen speziellen Fall berechnet wurde ($r_0 = 0{,}05$ cm, $R = 7{,}4$ cm, $p = 736{,}3$ Torr, Luft normaler Feuchtigkeit). Die Punkte gelten für die Feldverteilung in einem Zylinderkondensator mit entsprechenden Abmessungen ohne Stromfluß und für $U_a = U_k$. Die Kreise geben die Feldverteilung bei einem Strom von $72600\,\frac{\text{CGSE}}{\text{cm}}\left(\approx 2{,}42\,\frac{\text{mA}}{\text{m}}\right)$ an. Aus diesen Kurven ist zu ersehen, daß bei der Dichte des Koronastromes, mit der man es gewöhnlich in der Praxis zu tun hat (Elektrofilter), das Feld im Innern der Koronahaut sich sehr wenig vom Feld des Zylinderkondensators für $U_a = U_k$ unterscheidet. Die in Abb. 270 eingezeichneten Hohlpunkte sind für eine zehnmal größere Stromstärke berechnet. Eine derart große Stromstärke wurde gewählt, um extreme Ergebnisse zu erzielen. In Wirklichkeit muß jedoch schon bei einer bedeutend kleineren Spannung, als sie zur Realisierung einer solchen Stromstärke nötig ist, der Durchbruch erfolgen (siehe Kap. XX, § 8).

In der Tabelle 46 ist der Wert des Potentials V in bestimmten Punkten der Koronahaut für den eben betrachteten speziellen Fall für den Strom $I = 72600$ CGSE/cm und das Anodenpotential $V = 43{,}6$ kV angegeben. In dieser Tabelle ist V_0 das Potential für $I = 0$ (ohne Raumladungen). Wie diese Tabelle zeigt, hat man innerhalb der Koronahaut, entgegen der Behauptung der alten Theorie, einen recht großen Potentialabfall.

Man kann der Lösung des Problems, wie sie die Gleichung (734) darstellt, eine bessere Anschaulichkeit auf folgende Art geben. Die Berechnung zeigt, daß die Summe aller Glieder der rechten Seite von

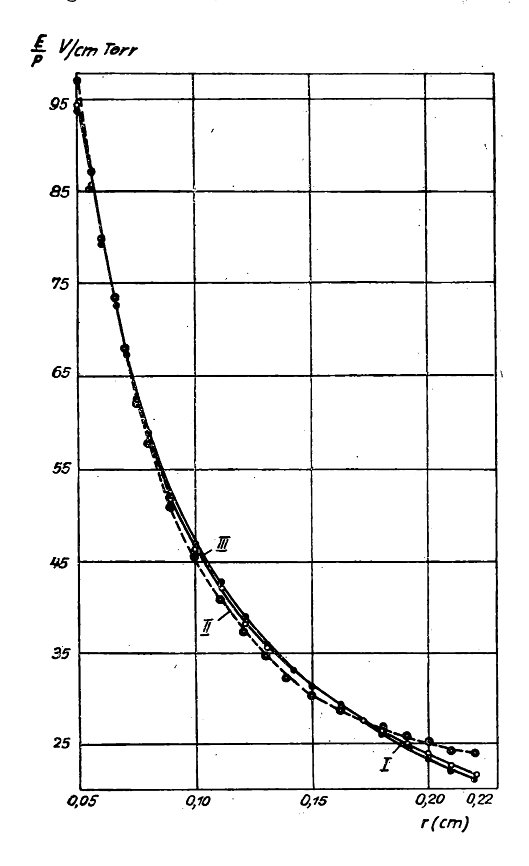


Abb. 270. Die Verteilung der Feldstärke in der Koronahaut bei einer Koronaentladung zwischen einem zylindrischen Leiter vom Halbmesser $r_0 = 0{,}05$ cm und einem ihn umgebenden koaxialen Zylinder vom Halbmesser $R = 7{,}4$ cm bei einem Luftdruck $p = 736{,}3$ Torr

Tabelle 46

r [cm]	V [Volt]	V_0 [Volt]
0,05	0,00	0,00
0,06	633,14	630,94
0,07	1167,5	1164,4
0,08	1629,6	1626,5
0,10	2401,4	2398,7
0,12	3030,4	3029,6
0,14	3561,5	3563,1
0,16	4021,8	4025,5
0,18	4429,0	4432,8
0,20	4794,9	4797,4
0,22	5128,3	5127,2

Radius der Koronahaut $r_b = 0{,}2165$ cm

(734), angefangen vom zweiten, viel kleiner ist als das erste Glied. Deshalb geben wir (734) die Form

$$E^2 r^2 = E_0^2 r_0^2 + 2 E_0 r_0 \Delta (Er) \,. \tag{737}$$

Wir ziehen links und rechts die Wurzel, entwickeln die rechte Seite in eine Reihe und dividieren durch r. Dann erhalten wir

$$E = \frac{E_0 r_0}{r} + \frac{\Delta (Er)}{r} - \frac{1}{2 E_0 r_0} \frac{(\Delta Er)^2}{r} + \cdots, \tag{738}$$

wobei

$$\Delta (Er) = \frac{1}{2 E_0 r_0} \left[-AI (r^2 - r_0^2) + 2BI \int_{r_0}^{r} r e^{\int_{r_0}^{r} \alpha \, dr} dr \right]. \tag{739}$$

Das erste Glied der rechten Seite von (738) entspricht dem elektrostatischen Feld zwischen den Elektroden ohne Raumladungen bei einer Feldstärke E_0 an der Oberfläche der Leitung. Die folgenden Summanden sind im Vergleich zum ersten klein und stellen Glieder dar, welche die Feldverzerrung in der Koronahaut beim Fließen eines Stromes berücksichtigen. In allen in der Praxis anzutreffenden Fällen kann man sich darauf beschränken, nur noch das zweite Glied $\frac{\Delta (Er)}{r}$ zu berücksichtigen, da alle folgenden schnell abnehmen. Die Integrationskonstante E_0 finden wir aus der Stationaritätsbedingung (735).

Für eine negative Korona ergibt sich E_0 etwas größer als die Anfangsfeldstärke E_k. In der Formel (739) für $\Delta (Er)$ drücken die ersten zwei Glieder der rechten Seite die Feldverzerrung durch positive Ionen aus; ihre Summe ist negativ: Die positiven Ionen in der negativen Koronahaut vermindern den absoluten Betrag der Feldstärke E. Das dritte Glied der rechten Seite von (739) drückt die Feldverzerrung durch negative Ionen aus. Dieses Glied ist positiv: Die negativen Ionen vergrößern in der negativen Korona die Feldstärke.

Im inneren Teil der Koronahaut ($b = 0$) gibt es keine negativen Ionen, die Anzahl der Elektronen ist unbedeutend gering. Im äußeren Teil der Koronahaut ($b > 0$) beginnt mit Annäherung an die äußere Grenze dieser Schicht die Konzentration der negativen Ionen die der positiven Ionen zu überwiegen. Daher wird der absolute Betrag der Feldstärke E mit zunehmender Entfernung von der Leiteroberfläche erst kleiner und dann, wenn $\Delta (Er) > 0$ wird, größer als dies für das gleiche E_0 ohne Raumladungen der Fall ist. Daher schneidet die Kurve für E im Falle eines Koronastromes (Kurven *II—III* der Abb. 270) die Kurve $E = \frac{E_k r_0}{r}$ (Kurve *I* der Abb. 270) zweimal.

Bevor wir zur positiven Korona übergehen, ist es vor allem notwendig, diejenigen Elementarprozesse zu betrachten, welche zur Unterhaltung der positiven Koronaentladung dienen und ihre Stabilität bedingen. Man kann sich zwei Mechanismen der Unterhaltung einer positiven Korona vorstellen:

1. Die positiven Ionen, die bis zur Kathode (ohne Koronahaut) gelangen, verursachen dort den Austritt von Sekundärelektronen. Diese Elektronen bilden aus den Gasteilchen negative Ionen. Die negativen Ionen gelangen durch das äußere Gebiet der Koronaentladung bis zur Grenze der Koronahaut und zerfallen nach ihrer Beschleunigung im starken Feld durch Stöße in neutrale Gasteilchen und freie Elektronen, wobei sie zur Ursache von Lawinen in der Koronahaut werden. Zur

Analysierung dieses Prozesses muß man annehmen, daß in einiger Entfernung innerhalb der Koronahaut, d. h. in einem gewissen Intervall der Feldstärke sowohl ein Zerfall wie auch eine Bildung negativer Ionen vor sich geht. Hierdurch kann sowohl in der positiven als auch in der negativen Korona ein äußeres Gebiet gebildet werden, in welchem das Konzentrationsverhältnis der negativen Ionen zur Konzentration aller negativ geladenen Teilchen in Richtung zur Anode sich von Eins bis Null ändert. Ferner entsteht ein inneres Gebiet der Koronahaut, in welchem die Konzentration der negativen Ionen Null ist und in dem alle negativ geladenen Teilchen Elektronen sind.

2. Die freien, die Entladung unterhaltenden Elektronen entstehen in der Koronahaut einer positiven Korona bis zur äußeren Grenze infolge einer Photoionisierung des Gases durch eine kurzwellige Strahlung, die im Bereich der Koronahaut ausgestrahlt wird. Die Bildung und der Zerfall der negativen Ionen findet, wie auch im ersten Fall, im äußeren Gebiet der Korona statt.

Dafür, daß man die Unterhaltung der positiven Koronahaut nicht nur durch den ersten der hier aufgezählten Mechanismen erklären kann, spricht der Umstand, daß die positive Korona auch an einem besonders dünnen Leitungsstück oder einer Spitze vorkommt und unterhalten wird, wenn als zweite Elektrode lediglich die Erde oder weit entfernte Gegenstände in der Umgebung dienen. In diesem Fall können die Ionisierungsprozesse an der Oberfläche der Kathode keine große Rolle für die Unterhaltung der Entladung spielen, und zwar deshalb, weil die Feldstärke an der Kathode sehr klein ist und die negativen Ionen, obgleich sie sich hier auch in unbedeutender Anzahl bilden, sich auf dem langen Wege bis zur Koronaelektrode infolge der Rekombination mit den positiven Ionen verlieren müssen. Daher muß man annehmen, daß auch unter anderen Bedingungen die Photoionisierung des Gases durch eigene Strahlung für die Unterhaltung der positiven Korona eine wesentliche Rolle spielt.

Die Konzentration der positiven Ionen im äußeren Gebiet der Koronahaut der positiven Korona ist vielmal größer als die Konzentration der negativen Ionen im gleichen Abschnitt, so daß man den Einfluß der letzteren auf die Feldstärke außer acht lassen kann. Gleichzeitig haben diejenigen Lawinen für den Gleichgewichtszustand der Entladung die größte Bedeutung, die von den in einer dünnen Schicht an der Grenze der positiven Koronahaut befreiten Elektronen gebildet werden, da diese Lawinen den längsten Anlaufweg zu ihrer Verfügung haben. Diese beiden Umstände gestatten bei der Berechnung der Feldverteilung die Annahme, daß sämtliche Lawinen an der äußeren Grenze der Koronahaut beginnen. Für diesen Fall lautet die Grenzbedingung:

$$I_e = \gamma_1 I_p \,, \tag{740}$$

wobei I_p der positive Ionenstrom durch die äußere Grenze der Koronahaut, I_e der entgegengesetzte Elektronenstrom durch dieselbe Grenze sind. γ_1 ist ein Koeffizient, der so gewählt wird, daß die Anzahl der durch die Grenze zwischen dem äußeren und inneren Bereich der Koronahaut fliegenden Elektronen gleich der Anzahl der tatsächlich durch die Grenze fliegenden Elektronen wird.

Ein derartiger Lösungsweg führt bei der positiven Korona zum gleichen Ausdruck (738) wie bei der negativen Korona, doch mit einem anderen Betrag für $\Delta(Er)$. Und zwar erhalten wir an Stelle der Ausdrücke (734) und (739) bei der negativen

Korona für die positive Koronaentladung über das gesamte Gebiet der Koronahaut

$$r^2E^2 = r_0^2E_0^2 + A'I(r^2 - r_0^2) - 2B'I \int_{r_0}^{r} r e^{\int_{r_0}^{r} \alpha\, dr} \cdot dr\,, \tag{741}$$

$$\Delta(Er) = \frac{1}{2E_0 r_0}\left[A'I(r^2 - r_0^2) - B'I \int_{r_0}^{r} r e^{\int_{r_0}^{r} \alpha\, dr}\, dr\right], \tag{742}$$

wobei

$$A' = \frac{2}{K_p}; \quad B' = \frac{2\gamma_1}{(1+\gamma_1)K_p}. \tag{743}$$

E_0 wird wie bei der negativen Korona aus der Stationaritätsbedingung der Entladung bestimmt, die in diesem Fall folgendes Aussehen hat:

$$\gamma_1\left(e^{\int \alpha dx} - 1\right) = 1. \tag{744}$$

Für die positive Koronaentladung ergibt sich E_0 etwas kleiner als E_k. Da in der positiven Koronahaut die positive Raumladung vorherrscht, so ist $\Delta(Er)$ im ganzen Bereich die Schicht > 0 und die Feldstärke größer als $\frac{E_k r_0}{r}$. Daher liegt die Verteilungskurve der Feldstärke für die positive Korona ebenso nahe an der Kurve $E = \frac{E_k r_0}{r}$, wie bei der negativen Korona, überschneidet diese Kurve jedoch nur einmal und steigt im äußeren Bereich der Koronahaut weiter an als bei der negativen Korona. Darum liegt die Grenze der Koronahaut ($r = r_i$, $E = E_1$, $\alpha = 0$) unter den gleichen Bedingungen weiter von der entsprechenden Elektrode entfernt als im Falle der negativen Korona; der Durchmesser $2r_i$ der Koronahaut ist größer[1]).

§ 4. Die Feldverteilung im äußeren Gebiet der Koronaentladung. Die Strom-Spannungs-Charakteristik

Da die Stromstärke der Koronaentladung vom Stromdurchgang durch die äußere Koronaschicht bestimmt wird, so muß zur Ermittlung der Strom-Spannungs-Charakteristik die Poisson-Gleichung (727) für das äußere Koronagebiet gelöst werden, indem die Raumladungsdichte durch die Stromstärke und die Beweglichkeit der Ionen ausgedrückt wird. Für zwei konzentrische Zylinder kann dieses Problem leicht vollständig gelöst werden. Die Mehrzahl der Forscher, die sich mit der Koronaentladung beschäftigen, nehmen zur Aufstellung einer möglichst einfachen Gleichung für die Charakteristik der Entladung zu Vereinfachungen verschiedener Art während des Lösungsganges des Problems Zuflucht, anstatt die Vereinfachungen erst am Schluß vorzunehmen [2024, 2026].

Bei der Einführung der Randbedingungen zur Integration nimmt die Mehrzahl der Verfasser die Feldstärke an der äußeren Grenze der Koronahaut gleich der Anfangsfeldstärke E_k der Korona nach der alten Koronatheorie an und läßt gleichzeitig die Dicke der Koronahaut und den Potentialabfall in ihr außer acht. Weiteste

---

[1]) Über eine eingehendere Analyse der Lösung sowohl für die positive wie auch für die negative Korona siehe [2014], Kap. II, §§ 3 und 4.

Verbreitung fand die von TOWNSEND gegebene Formel für die Charakteristik der Gleichstrom-Korona ([20], S. 332).

K sei die Beweglichkeit der Ionen eines Vorzeichens, ϱ ihre Raumladungsdichte, I der Strom pro Längeneinheit der Korona. Da die Driftgeschwindigkeit der Ionen KE ist, wird

$$I = 2\pi r \varrho K E \,. \tag{745}$$

TOWNSEND nimmt an, daß die Feldverzerrung durch Raumladungen nicht groß sei. Wäre diese Verzerrung überhaupt nicht vorhanden, so würde rE, entsprechend der Feldstärke wie im Zylinderkondensator

$$E = \frac{E_0 r_0}{r}, \tag{746}$$

konstant sein. Da der Strom I von r unabhängig ist, setzt TOWNSEND, indem er in (745) $Er = \text{const}$ annimmt, $\varrho = \text{const}$, integriert die POISSON-Gleichung (727) und erhält[1])

$$d(Er) = 4\pi\varrho r\, dr \,,$$

$$Er - E_0 r_0 = 2\pi\varrho (r^2 - r_0^2) \,. \tag{747}$$

Unter Vernachlässigung von r_0^2 im Vergleich zu r^2, Vertauschung von E mit $\frac{dV}{dr}$ und Integration von r_0 bis R, wo R der Halbmesser des äußeren Zylinders ist, findet TOWNSEND für $V = 0$ bei $r = r_0$

$$U_a = V_a = \pi\varrho (R^2 - r_0^2) + E_0 r_0 \ln \frac{R}{r_0} \,. \tag{748}$$

Die Nichtberücksichtigung von r_0 im Vergleich zu r im gesamten Integrationsbereich von r_0 bis R, wie TOWNSEND es macht, ist unzulässig. Unter Berücksichtigung von r_0 in (747) finden wir durch Integration

$$V_a = E_0 r_0 \ln \frac{R}{r} + \pi\varrho R^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{R^2} - 2\frac{r_0^2}{R^2} \ln \frac{R}{r}\right). \tag{749}$$

Das hier neu hinzugekommene Glied $2\frac{r_0^2}{R^2} \cdot \ln \frac{R}{r}$ ist um so kleiner, je größer das Verhältnis $\frac{R}{r_0}$ ist. Für $R = 10\, r_0$ ist dieses Glied gleich 0,046, und man kann es im Vergleich mit $1 - \frac{r_0^2}{R^2}$ außer acht lassen. Das führt erneut zur Gleichung (748). Für $R = 100\, r_0$ ist $2\frac{r_0^2}{R^2} \cdot \ln \frac{R}{r} \approx 9{,}2 \cdot 10^{-4}$. Somit ist für $R > 10\, r_0$, d. h. in allen praktischen Fällen, die von TOWNSEND an dieser Stelle seiner Formel gemachte Näherung brauchbar. Wir schreiben die Gleichung (745) für $r = R$:

$$I = 2\pi R \varrho K E_R \,. \tag{750}$$

Wir nehmen für die Feldstärke nach Formel (746) unter Anwendung der exakten Formeln beim *Fehlen von Raumladungen* an:

$$E_0 = E_k = \frac{U_k}{r_0 \ln \frac{R}{r_0}}, \quad E_R = \frac{U_a}{R \ln \frac{R}{r_0}} \,. \tag{751}$$

---

[1]) V, E und ϱ sind die *absoluten Werte* für das Potential, die Feldstärke und die Raumladungsdichte.

Setzen wir diese Ausdrücke für E_0 und E_R in (748) und (750) ein, so ergibt sich aus (750)

$$\varrho = \frac{I \ln \frac{R}{r_0}}{2\pi K U_a}. \tag{752}$$

Setzen wir diesen Ausdruck für ϱ in (748) ein, wobei wir r_0^2 gegen R^2 vernachlässigen, lösen nach I auf und finden als Gleichung der Charakteristik die häufig angewandte TOWNSEND-Formel

$$I = \frac{2K(U_a - U_k)\, U_a}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}}. \tag{753}$$

Nach der TOWNSEND-Formel (753) wächst I mit dem Quadrat von U_a. Dividieren wir die Gleichung (753) durch U_a, so erhalten wir die Gleichung der *reduzierten Charakteristik* in Form der Gleichung einer Geraden:

$$y = \frac{I}{U_a} = \frac{2K}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}} (U_a - U_k). \tag{754}$$

Die Aufstellung der reduzierten Charakteristik dient zur Nachprüfung der quadratischen Beziehung zwischen I und U_a und zur Bestimmung von U_k durch den Schnittpunkt der reduzierten Charakteristik (Gerade) mit der Abszissenachse.

Die direkte Bestimmung von U_k durch Änderung der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden und Messung der Spannung, bei welcher ein empfindliches Meßinstrument Koronastrom anzuzeigen beginnt, ist nicht sehr zuverlässig. Infolge kleiner Fehler auf der Leiteroberfläche kann es in derselben immerhin besondere Abschnitte mit kleinem Krümmungshalbmesser (zufällige Spitzen) geben. In diesen Abschnitten beginnt eine Koronaentladung bei einer Potentialdifferenz, die kleiner ist als die, die einem ideal glatten und sauberen Leiter entspricht, wobei der Anfang der Charakteristik bei Messungen mit einem sehr empfindlichen Instrument oft einen verzerrten Verlauf zeigt.

Man hat versucht [2027], die Charakteristik der Korona unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Halbmessers der Koronahaut von der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden abzuleiten, indem man $a = r_0 + \beta(U - U_k)$ setzte, wobei a der äußere Halbmesser der Koronahaut und β eine Konstante ist, und sich an die Voraussetzung hielt, daß an der Grenze der Koronahaut $E = E_k$. Deshalb wird der Fehler, der durch diese falsche Voraussetzung bedingt ist, in keiner Weise kompensiert, und die Ergebnisse dieser Theorie weichen von der Wirklichkeit noch mehr ab als die Ergebnisse anderer Berechnungen.

Die exakte Integration der Gleichung (727) für den gegebenen Fall wurde von MAYR [2028, 2029] sowie von TOWNSEND [2049] angegeben.

Durch die Bestimmung der Raumladungsdichte aus der Gleichung

$$I = 2\pi r \varrho K E \tag{755}$$

und Einsetzen derselben in die POISSON-Gleichung (727) erhalten wir:

$$E r d(E r) = \frac{2I}{K} r\, dr. \tag{756}$$

Die Integration von $r = r_0$, $E = E_0$ bis r und Auflösung nach E ergibt

$$-\frac{dV}{dr} = E = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2I}{K}(r^2 - r_0^2) + r_0^2 E_0^2}. \tag{757}$$

Nochmaliges Integrieren von r_0 bis R unter der Annahme $V = 0$ für $r = r_0$ ergibt

$$V_a = E_0 r_0 \left\{ \sqrt{\frac{E_g^2 (R^2 - r_0^2)}{E_0^2 r_0^2} + 1} - 1 + \frac{\sqrt{E_0^2 - E_g^2}}{2 E_0} \times \right.$$
$$\left. \times \ln \frac{\left(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_0^2) + E_0^2 r_0^2} - r_0 \sqrt{E_0^2 - E_g^2}\right)\left(E_0 + \sqrt{E_0^2 - E_g^2}\right)}{\left(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_0^2) + E_0^2 r_0^2} + r_0 \sqrt{E_0^2 - E_g^2}\right)\left(E_0 - \sqrt{E_0^2 - E_g^2}\right)} \right\}, \tag{758}$$

wobei

$$E_g^2 = \frac{2I}{K}. \tag{759}$$

Die der Formel (757) bei verschiedenen Stromstärken entsprechende Feldverteilung ist für einen speziellen Fall in Abb. 271 angegeben, wenn der Halbmesser des äußeren Zylinders $R = 7{,}4$ cm, der Halbmesser des Innenleiters (mit der Koronahaut) $r_0 = 0{,}05$ cm beträgt. Mit zunehmender Stromstärke I wird der rechte Teil der Kurve immer höher gehoben und die Neigungswinkel werden kleiner. Bei $\frac{2I}{K} = E_0^2$ wäre E im gesamten äußeren Gebiet der Korona konstant und der rechte Teil der Kurve (Abb. 271) würde sich in eine horizontale Gerade verwandeln.

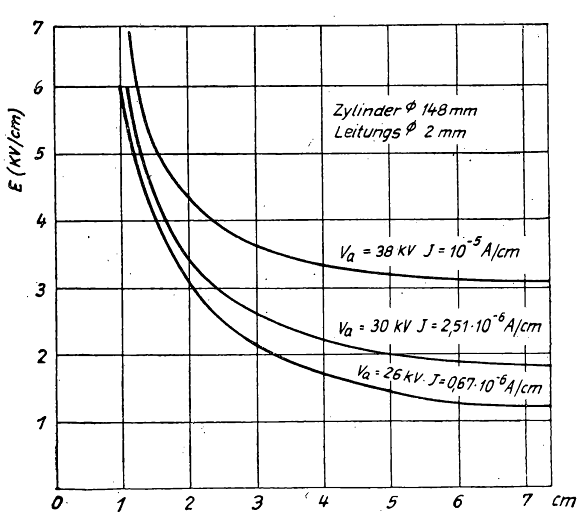


Abb. 271. Der Feldstärkeverlauf im äußeren Gebiet einer Koronaentladung bei verschiedenen Stromstärken pro Zentimeter Leitungslänge

Die oben angeführte Ableitung der Gleichungen (757) und (758) beruht allerdings auf den Voraussetzungen der alten Theorie: An der Grenze der Koronahaut ist $E = E_k$, und der Halbmesser dieser Haut entspricht etwa dem Halbmesser des Leiters. Vom Standpunkt der modernen Entladungstheorie muß E an der Grenze der Koronahaut derjenigen Feldstärke gleich sein, bei der unter den gegebenen Bedingungen (Dichte und Natur des Gases) eine Ionisierung durch Stöße erster Art beginnt und der Koeffizient der Volumenionisation α nicht mehr Null ist.

Wir bezeichnen diese Feldstärke mit E_i, den entsprechenden Abstand von der Leiterachse mit r_i, das Potential bei $r = r_i$ mit V_{r_i}. Da sich das äußere Gebiet der Korona von $r = r_i$ bis $r = R$ erstreckt, wobei R der Halbmesser des äußeren Zylinders ist, so muß die untere Grenze bei der Integration der Gleichung (756) $r = r_i$, $E = E_i$ sein.

An Stelle von (757) erhalten wir

$$E = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2I}{K} (r^2 - r_i^2) + r_i^2 E_i^2}. \tag{760}$$

Die zweite Integration wird von $r = r_i$, $V = V_{r_i}$ bis $r = R$, $V = V_a$ durchgeführt und ergibt für (758)

$$V_a = V_{r_i} + E_i r_i \left\{ \sqrt{\frac{E_g^2}{E_i^2} \frac{(R^2 - r_i^2)}{r_i^2} + 1} - 1 + \frac{\sqrt{E_i^2 - E_g^2}}{2 E_i} \times \right.$$

$$\left. \times \ln \frac{\left(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} - r_i \sqrt{E_i^2 - E_g^2}\right) \left(E_i + \sqrt{E_i^2 - E_g^2}\right)}{\left(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} + r_i \sqrt{E_i^2 - E_g^2}\right) \left(E_i - \sqrt{E_i^2 - E_g^2}\right)} \right\}. \tag{761}$$

Zur genauen Lösung des Problems muß man r_i und V_{r_i} kennen, d. h., man muß vorher die Feldverteilung in der Koronahaut kennen. Die im vorangegangenen Paragraphen angeführte Berechnung dieser Verteilung und die Analyse der dort erhaltenen Ergebnisse zeigen, daß bei den uns praktisch interessierenden Koronaströmen die Feldverteilung wie im Zylinderkondensator ohne Raumladungen

$$E = \frac{E_k r_0}{r} \tag{762}$$

angenommen werden kann, um dann r_i und V_{r_i} nach den Gleichungen

$$r_i = \frac{E_k}{E_1} r_0, \tag{763}$$

$$V_{r_i} = E_k r_0 \ln \frac{r_i}{r_0} \tag{764}$$

zu berechnen. Andererseits ist die unmittelbare Anwendung von Gleichung (758) auch in erster Näherung brauchbar, was dadurch begründet werden kann, daß die Feldstärke E_0 an der Oberfläche des Leiters der Anfangsfeldstärke E_k der Koronaentladung tatsächlich nahekommt.

Die Gleichung (758) ist für praktische Berechnungen zu kompliziert. Man kann sie etwas vereinfachen [2028], indem man E_g^2 nach (759) durch $\frac{2I}{K}$ ersetzt und den Ausdruck

$$\mathrm{K} = \frac{2}{K E_0^2} \tag{765}$$

einführt.

Wir bringen Gleichung (758) in die Form

$$U = r_0 E \left\{ \sqrt{1 + \left[\left(\frac{R}{r_0}\right)^2 - 1\right] \mathrm{K}I} - 1 + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \mathrm{K}I} \times \right.$$

$$\left. \times \ln \frac{\left(\sqrt{1 + \left[\left(\frac{R}{r_0}\right)^2 - 1\right] \mathrm{K}I} - \sqrt{1 - \mathrm{K}I}\right)\left(1 + \sqrt{1 - \mathrm{K}I}\right)}{\left(\sqrt{1 + \left[\left(\frac{R}{r_0}\right)^2 - 1\right] \mathrm{K}I} + \sqrt{1 - \mathrm{K}I}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \mathrm{K}I}\right)} \right\}. \tag{766}$$

In praktischen Fällen ist $\left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \gg 1$; $\mathrm{K}I \ll 0{,}01$. Deshalb ist unter Benutzung dieser Näherungen

$$1 + \sqrt{1 - \mathrm{K}I} \approx 2 - \frac{\mathrm{K}I}{2} \approx 2, \tag{767}$$

$$1 - \sqrt{1 - \mathrm{K}I} \approx \frac{\mathrm{K}I}{2}. \tag{768}$$

Wir schreiben für die Gleichung (766)

$$U = r_0 E_0 \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \mathrm{K} I} - 1 + \frac{1}{2} \ln \frac{4\left(\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \mathrm{K} I} - 1\right)}{\mathrm{K} I \left(\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \mathrm{K} I} + 1\right)} \right\}. \qquad (769)^{1)}$$

In Gleichung (769) addieren und subtrahieren wir im rechten Teil der geschweiften Klammer je $\frac{1}{2} \ln \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 = \ln \frac{R}{r_0}$ und schreiben (769) in Form von

$$U = r_0 E_0 \ln \frac{R}{r_0} + r_0 E_0 F, \qquad (770)$$

wobei man

$$F = \sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \mathrm{K} I} - 1 + \frac{1}{2} \ln \frac{4\left(\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \mathrm{K} I} - 1\right)}{\left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \mathrm{K} I \left(\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \mathrm{K} I} + 1\right)} \qquad (771)$$

als Funktion von $\left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \mathrm{K} I$ betrachten kann, da weder $\frac{R}{r_0}$ noch K und I explizit in Gleichung (771) eingehen. Außerdem erhalten wir

$$r_0 E_0 \ln \frac{R}{r_0} = U_0, \qquad (772)$$

wobei U_0 die Anfangsspannung der Koronaentladung zwischen koaxialen Zylindern der Halbmesser R und r_0 ist. Folglich können wir für Gleichung (770) schreiben:

$$U = U_0 + r_0 E_0 F$$

und weiter

$$F\left(\frac{R^2}{r_0^2} \mathrm{K} I\right) = \frac{U - U_0}{r_0 E_0}. \qquad (773)$$

Die Funktion $F\left(\frac{R^2}{r_0^2} \cdot \mathrm{K} \cdot I\right)$ wird graphisch dargestellt.

Die Aufstellung einer Strom-Spannungs-Charakteristik wird folgendermaßen durchgeführt. Aus dem vorgegebenen Wert der Spannung U finden wir nach Gleichung (773) die dazugehörige Größe F. Dann suchen wir unter Benutzung der Kurve von $F = F\left(\frac{R^2}{r_0^2} \cdot \mathrm{K} \cdot I\right)$ auf der F-Ordinate die ihr entsprechende Abszisse $x = \frac{R^2}{r_0^2} \mathrm{K} I$. Nach Kenntnis von R, r_0 und K bestimmen wir schließlich $I = \frac{r_0^2}{R^2 \cdot K} \cdot x$.

Townsend vereinfacht in seiner Ableitung [2049] die exakte Lösung der Poisson-Gleichung noch weiter und erhält als Ergebnis eine Gleichung, die allerdings keinen praktischen Wert besitzt,

$$I = \frac{2 K U_k (U_a - U_k)}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}}. \qquad (774)$$

Diese Gleichung von Townsend liefert eine lineare Abhängigkeit zwischen I und U_a und ist nur bei außergewöhnlich kleinen Stromstärken der Koronaentladung richtig.

1) Die Originalarbeit [2028] enthält einen Schreibfehler, an Stelle einer 4 steht unter dem ln auf der rechten Seite von (769) eine 2.

In allen hier angeführten Ableitungen der Strom-Spannungs-Charakteristik wurde die Ionenbeweglichkeit K als konstant angenommen. Über die Erfassung der Abhängigkeit K von E siehe [916, 2014]. Über die Berücksichtigung der Ionendiffusion siehe [2078].

§ 5. Die Strom-Spannungs-Charakteristik der Koronaentladung zwischen einem zylindrischen Leiter und einer dazu parallelen koronafreien Elektrode von beliebiger Querschnittsform

Um das Problem der Strom-Spannungs-Charakteristik der Koronaentladung in anderen Fällen ähnlich lösen zu können, wie es in [2028] für zwei koaxiale Zylinder gelöst wurde, muß man die geometrische Konfiguration des Feldes kennen (den Verlauf der Kraftlinien). Diese Konfiguration ist im voraus nicht bekannt, ausgenommen bei konzentrischen Zylindern oder Kugeln, wenn aus Symmetriegründen klar hervorgeht, daß die Kraftlinien gerade sind.

Wenn die Elektrode, an der die Korona auftritt, ein kreiszylindrischer Leiter ist und wenn die zweite Elektrode zylindrische prismatische Form mit geraden Mantellinien parallel zur Leiterachse hat, löst DEUTSCH [2030] das Problem näherungsweise, indem er annimmt, daß bei nicht zu großen Strömen die Konfiguration des Feldes die gleiche wie ohne Stromfluß sei. In der POISSON-Gleichung, die er in Form von

$$\operatorname{div} E = 4\pi\varrho \tag{775}$$

schreibt, nimmt DEUTSCH, wie auch TOWNSEND, die Raumladungsdichte längs einer einzelnen Kraftlinie als konstant an und bringt die Gleichung (775) in die Form

$$F\frac{d\vartheta}{dn} = 4\pi\varrho\,, \tag{776}$$

wobei F die Feldstärke ist, die sich ohne Raumladung und bei unverändertem U_a ergeben würde und ϑ das Verhältnis der tatsächlichen Feldstärke E zu F ist; dn wird längs einer Kraftlinie gewählt. DEUTSCH integriert die Gleichung (776) zweimal und, indem er von der Feldstärke zur Potentialdifferenz U übergeht, findet er nach einer Reihe von Substitutionen und Umformungen die Beziehung[1])

$$j_s = -\frac{FK}{4\pi L}(U_a - U_k)\,, \tag{777}$$

wobei

$$L = \int\limits_0^{V_E} \frac{\varphi\, d\varphi}{F^2} \tag{778}$$

ist; j_s ist die Stromdichte an der Oberfläche der zweiten Elektrode an der Stelle, wo die gegebene Kraftlinie auf die Oberfläche trifft, V_E ist das Potential des Koronaleiters, wenn das Potential der anderen Elektrode Null ist, φ ist das Potential der

[1]) Eingehender ist die Herleitung der Beziehung (777) in der Originalarbeit von DEUTSCH [2030] und auch in [2014] wiedergegeben. Einen anderen, strengeren, jedoch komplizierteren Weg zur Lösung derselben Probleme hat BRUCE gewiesen [2080]. Über die Integration der POISSON-Gleichung unter Berücksichtigung der Diffusion siehe [2068].

Kraftlinie im gegebenen Punkt und F die Feldstärke im gleichen Punkt unter derselben Bedingung.

Bei der Anwendung auf einzelne konkrete Fälle setzt man in (778) für φ und F ihre für das entsprechende elektrostatische Problem nach der Methode der Bildkraft gefundenen Ausdrücke. Sodann ermittelt man punktweise die Kurve j_s in Abhängigkeit von der Koordinate S, das ist der senkrecht projezierte Querschnitt des Koronaleiters auf die andere Elektrode. Schließlich bestimmt man den Strom I durch Berechnung des Integrals $\int j_s \cdot ds$ im entsprechenden Bereich. Auf diesem Wege gelangte DEUTSCH für den Fall zweier koaxialer Zylinder zur TOWNSEND-Formel (753) und stellte darüber hinaus auch die Formel der Korona-Charakteristik für folgende Fälle auf:

1. Für den Fall Leiter-Ebene:

$$I = \frac{0{,}78\,K}{H^2 \ln \frac{2H}{r_0}} U(U - U_k), \tag{779}$$

wobei H der Abstand des Leiters von der Ebene ist.

2. Für den Fall eines Leiters im gleichen Abstand H zwischen zwei Ebenen:

$$I = \frac{1{,}23\,K}{H^2 \ln \frac{4H}{\pi r_0}} U(U - U_k). \tag{780}$$

3. Für den Fall von n Leitern des Halbmessers r_0 im gleichen Abstand H zwischen zwei Ebenen und dem gegenseitigen Abstand d voneinander:

$$I = n \frac{4\pi^2 A K}{d^3\left(\frac{4H}{d} - \ln \frac{2\pi r_0}{d}\right)} U(U - U_k). \tag{781}$$

Die Konstante A in der Formel (781) ist für jeden gegebenen Wert von H und d neu zu berechnen [2014, 2031].

4. Nach der gleichen Methode hat KAPZOW die Formel der Strom-Spannungs-Charakteristik der Koronaentladung bei einem zylindrischen Leiter vom Halbmesser r_0 in der Achse eines Parallelepipeds von quadratischem Querschnitt der Seitenlänge $2h$ angegeben [2025, 2514]:

$$I = 1{,}685 \frac{K\,U(U - U_k)}{h^2 \ln\left(1{,}079 \frac{h}{r_0}\right)}. \tag{782}$$

Die Anfangsspannung U_k und die Anfangsfeldstärke E_k an der Oberfläche des Leiters sind in diesem Fall durch die Gleichung

$$U_k = E_k r_0 \ln \frac{2h}{1{,}8541} \tag{783}$$

verknüpft. Für $\frac{r}{h} \leqq 0{,}01$ ergeben die Gleichungen (782) und (783) eine Genauigkeit bis zu $1 \cdot 10^{-4}$ des berechneten Wertes.

Die Übereinstimmung der berechneten und beobachteten Ströme ist in allen diesen Fällen bei entsprechender Wahl der Größe K gut und für die Praxis völlig ausreichend. Somit besitzen wir im Gegensatz zu den anderen Entladungsarten für die Charakteristik bei der Koronaentladung für praktische Zwecke völlig ausreichende theoretische Formeln.

Wie SATOH zeigte [2032], kann die Potentialverteilung im äußeren Teil einer Koronaentladung experimentell durch die Strom-Spannungs-Charakteristik mit einer Sonde im Unipolarstromgebiet bestimmt werden. Hierbei wird als Sonde ein zylindrischer Leiter vom Halbmesser r_0 verwendet, der mit einem Potential beaufschlagt wird, wie es etwa im gegebenen Punkt erwartet wird. Der Durchmesser der Leitersonde muß genügend klein sein, damit das Potential in dem von der Sonde eingenommenen Volumen als konstant angesehen werden kann. Dieser Durchmesser darf aber auch nicht zu klein sein, damit an der Sonde keine Korona auftritt.

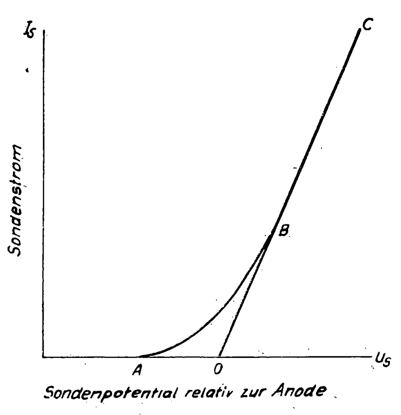


Abb. 272. Die Strom-Spannungs-Charakteristik der SATOH-Sonde

In der Umgebung der Sonde existiert ein Feld wie bei einem Zylinderkondensator; der absolute Betrag der Feldstärke ist proportional zur Differenz aus Sondenpotential und Gaspotential im gleichen Punkt ohne Sonde. Die Ionen des Gases bewegen sich auf die Sonde zu, und im Sondenstromkreis fließt ein Strom. Infolge des Ioneneinfangs durch die Sonde vermindert sich die Konzentration der Ionen an der Sonde. Deshalb erfolgt bei dem von uns ermittelten Sondenstrom die Ionenbewegung zur Sonde nicht nur unter der Wirkung des von der Sonde geschaffenen zusätzlichen elektrischen Feldes, sondern auch infolge der Diffusion. Bezeichnet man die Ladung pro Längeneinheit der Sonde mit Q, den Diffusionskoeffizienten der Ionen mit D und ihre Beweglichkeit mit K, so kann für die Feldstärke an der Sondenoberfläche $\frac{2Q}{r_0}$ und für den Strom pro Längeneinheit der Sonde

$$I_s = 2\pi r_0 \left(e D \frac{dn}{dr} + \frac{2 Q e K}{r} n \right) \tag{784}$$

angeschrieben werden, wobei n die Ionenkonzentration ist. Bei großer Potentialdifferenz U_s zwischen Gas und Sonde kann man das erste Glied der rechten Seite von Gleichung (784) im Vergleich zum zweiten vernachlässigen. Die Strom-Spannungs-Charakteristik der Sonde (Abb. 272) ist dann die Gerade BC. Bei kleinem U_s ist der Verlauf der Charakteristik komplizierter, wie es die Kurve AB zeigt. Der Schnittpunkt O der Verlängerung des geradlinigen Teils der Charakteristik mit der Abszissenachse, entsprechend $I_s = 0$, gibt uns das Raumpotential an der Stelle, an der sich die Sonde befindet.[1]

§ 6. Die Koronaentladung an zwei Elektroden

Wenn die Krümmungshalbmesser beider Elektroden der Entladungsstrecke genügend klein sind und die an die Elektroden angelegte Spannung genügend hoch ist, so entsteht an jeder Elektrode eine Koronahaut. Der gesamte übrige Teil der Ent-

[1] Hier ist die vereinfachte Sondentheorie von SATOH angeführt. Eine strengere Darlegung siehe in der Originalarbeit von SATOH [2032].

ladungsstrecke ist ein dunkles Gebiet, für das wir die Bezeichnung *äußeres Gebiet* der Koronaentladung beibehalten wollen. Der Unterschied zwischen dem äußeren Entladungsgebiet in diesem Fall und demselben Gebiet bei der Korona an einer Elektrode besteht darin, daß jetzt in diesem Gebiet der Strom nicht mehr unipolar ist, sondern sich aus dem Strom der positiven und negativen Ionen

$$I = I_p + I_n \tag{785}$$

zusammensetzt und die Raumladungsdichte ϱ wird durch die Konzentration der Ionen beider Vorzeichen bestimmt,

$$\varrho = \varrho_p - \varrho_n = e(n_p - n_n)\,. \tag{786}$$

Die Koronahaut an der positiven bzw. negativen Elektrode zeigt das typische Aussehen einer positiven bzw. negativen Korona.

Gehen wir nun zu dem Fall zweier paralleler Leiter über. Die Halbmesser beider Leiter sollen einander gleich sein. Wie aus der Theorie der elektrischen Felder bekannt ist, ist die Mittelebene senkrecht zur Ebene durch die beiden parallelen Leiterachsen eine Äquipotentialebene, wenn keine Raumladungen existieren.

Zu beiden Seiten der Mittelebene verläuft das Feld genauso, wie zwischen einem Leiter (von gleichem Durchmesser) und einer ebenen Elektrode bei demselben Abstand und der Potentialdifferenz U zwischen Leiter und ebener Elektrode, die gleich der halben Potentialdifferenz im Falle zweier zylindrischer Leiter sein muß [2013].

In der Praxis tritt die Koronaentladung an zwei parallelen Leitern bei Hochspannungsleitungen auf. Hierzu stellte PEEK eine empirische Formel für die Anfangsfeldstärke auf:

$$E_k = 29{,}8\ \delta\left(1 + \frac{0{,}301}{\sqrt{\delta\, r_0}}\right). \tag{787}$$

Ein Vergleich dieser Formel, die einen Extrakt sehr umfangreichen Versuchsmaterials darstellt, mit der Formel von PEEK für einen zylindrischen Leiter zeigt, daß für die Koronaentladung an zwei Leitern die Anfangsfeldstärke kleiner ist als im anderen Fall. Bei einem Abstand $2H$ zwischen beiden zylindrischen Leitern vom Halbmesser r_0 ist die Anfangsfeldstärke der Koronaentladung ebenfalls kleiner als bei einem Leiter (von gleichem Halbmesser) im Abstand H von einer als Gegenelektrode dienenden Ebene. Ist die Spannung zwischen zwei Leitern zweimal größer als die zwischen einem Leiter von gleichem Halbmesser und einer Ebene, so ist der Koronastrom viel größer, obwohl das elektrostatische Feld (ohne Raumladung) ein und dasselbe wäre. Dies veranschaulichen die Kurven der Abb. 273. Die elementare Erklärung für ein derartiges Verhalten von E_k und I bei Koronaerscheinungen an zwei

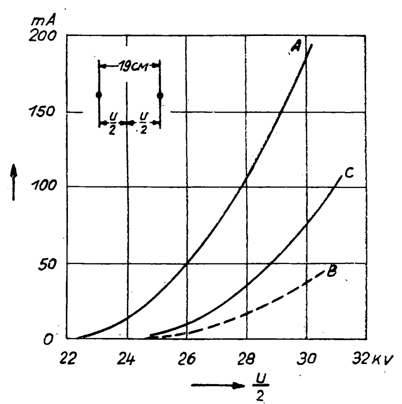


Abb. 273. Experimentell ermittelte Strom-Spannungs-Charakteristiken der Koronaentladung: 1. Zwei Leitungen im Abstand $2H$: Kurve A, 2. eine Leitung von gleichem Halbmesser und eine Ebene im Abstand H: gestrichelte Kurve B. Die Kurve C, deren Ordinaten zweimal größer sind als die Ordinaten der Kurve B, ist zum Vergleich angeführt

Leitern besteht in folgendem: Die Ionen verschiedenen Vorzeichens bewegen sich durch das äußere Entladungsgebiet bis an die entsprechende Elektrode und vermindern die den Strom begrenzende Raumladung bedeutend. Eine derart primitive Vorstellung ist sowohl unklar als auch ungenau.

Eine eingehendere Betrachtung der bei einer Koronaentladung an zwei Leitern stattfindenden Vorgänge zeigt, daß, wenn sich die Ionen beider Vorzeichen tatsächlich durch das äußere Gebiet der Entladung bewegen, so zerfallen die negativen Ionen, die im äußeren Gebiet der negativen Koronahaut von Elektronenlawinen gebildet wurden, auf ihrem Weg bis zur Grenze der positiven Korona in freie Elektronen und Neutralteilchen und bilden zugleich in der positiven Koronahaut Lawinen. Bezeichnen wir den Elektronenstrom von der Kathode mit I_k, mit P_1 das Integral $\alpha \cdot dx$ im Bereich der negativen Koronahaut, mit P_2 das gleiche Integral im Bereich der positiven Koronahaut. Der Strom $I_p = I_k\, e^{P_1}\,(e^{P_2} - 1)$ der positiven Ionen, die durch die Elektronenlawinen in der positiven Koronahaut gebildet werden und die sich durch das äußere Gebiet der Entladung in Richtung von der positiven zur negativen Koronahaut bewegen, ist viel größer als der ihm entgegengerichtete Strom $I_n = I_k\, e^{P_1}$ der negativen Ionen. Deshalb muß bei fast gleicher Beweglichkeit der positiven und der negativen Ionen im gesamten Bereich der äußeren Schicht eine Raumladung der positiven Ionen vorherrschen, die den Strom der positiven Ionen und damit die Anzahl der Ionen zur Kathode beschränkt und folglich auch den Elektronenstrom von der Kathode. Eine eingehende quantitative Betrachtung dieser Vorstellung führt zur Beziehung

$$\varrho_p = a \frac{K_n}{K_p} \varrho_n , \tag{788}$$

wobei

$$a = e^{P_2} - 1 . \tag{789}$$

Wenden wir auf den Fall zweier paralleler Leiter die im vorigen Paragraphen beschriebene Lösungsmethode von Deutsch für die Korona eines Vorzeichens an, so gelangen wir anstatt zur Gleichung (776) zur Gleichung

$$F \frac{d\vartheta}{dn} = 4\pi\,(\varrho_p - \varrho_n) = 4\pi\,\varrho_n\left(1 - a\frac{K_n}{K_p}\right), \tag{790}$$

und anstatt zur Beziehung (777) von Deutsch zur Formel

$$|j_s| = \frac{K_n\,(1+a)\,F_s\left(\frac{U}{2} - \frac{U_k}{2}\right)}{4\pi\left(1 - a\frac{K_n}{K_p}\right)L_1} , \tag{791}$$

wobei

$$L_1 = \int_0^{V_E} \frac{\varphi\, d\varphi}{F^2} \tag{792}$$

und F_s die Feldstärke im Schnittpunkt der gegebenen Kraftlinie mit der senkrechten Mittelebene parallel zu den beiden Leitern ist (beim Fehlen von Raumladungen). Der Integrationsbereich erstreckt sich von dieser Mittelebene bis zum Leiter mit negativer Korona.

Bezeichnen wir mit A einen bestimmten für verschiedene Kraftlinien gültigen Mittelwert des Koeffizienten $\frac{1+a}{a\frac{K_n}{K_p}-1}$, so finden wir für den Gesamtstrom

$$I = \frac{A \cdot 0{,}78\, K_n\, U\,(U - U_k)}{4\, H^2 \ln \frac{2\,H}{r_0}}, \tag{793}$$

wobei H der halbe Abstand beider Leiter ist, d. h., wir erhalten, immer noch in der gleichen Näherung wie im vorhergehenden Paragraphen, eine quadratische Gleichung für die Abhängigkeit des Koronastromes von der Potentialdifferenz zwischen zwei Leitern.

Bei der Ableitung der Formel (793) wurde die Rekombinationsmöglichkeit der Ionen entgegengesetzter Vorzeichen im äußeren Entladungsgebiet nicht berücksichtigt, ebenfalls nicht ihre Diffusion nach der einen oder anderen Seite der durch die Achsen der beiden Leiter gelegten Ebene. Wenn die Rekombination und die Diffusion der Ionen im äußeren Gebiet völlig vernachlässigt werden können, stellen die Elektronenlawinen in der positiven Koronahaut gleichsam eine unmittelbare Fortsetzung der Lawinen aus der negativen Koronahaut dar.

Die Stationaritätsbedingung, die zugleich die Übergangsbedingung der Entladung in den selbständigen Zustand ist, nimmt, wie leicht einzusehen, die Form

$$\gamma\,[I_k\, e^{P_1}\,(e^{P_2} - 1) + I_k\,(e^{P_1} - 1)] = I_k$$

an oder

$$\gamma\,(e^{(P_1+P_2)} - 1) = 1\,. \tag{794}$$

Vernachlässigen wir Feldverzerrungen im Entstehungsmoment der Korona, so können wir P_2 gleich P_1 annehmen. In diesem Fall nimmt Gleichung (794) die Form

$$\gamma\,(e^{2\,P_1} - 1) = 1 \tag{795}$$

an.

Nehmen wir nun das Gegenteil an: Die Rekombination der Ionen im äußeren Entladungsgebiet vollzieht sich dermaßen intensiv, daß nur ein sehr geringer Teil der negativen Ionen die Grenze der positiven Koronahaut erreicht. In diesem Falle hängen die Prozesse in der positiven Koronahaut nicht von der Existenz einer negativen Koronahaut ab. Die positive Korona wird durch die Volumenphotoionisierung des Gases unterhalten. Der Strom positiver Ionen, der die Grenze der positiven Koronahaut verläßt, ist beinahe dem Strom der negativen Ionen gleich, der die Grenze der negativen Koronahaut verläßt. Die Anzahl der positiven Ionen, die die Grenze der negativen Koronahaut erreicht, ist ebenfalls unbedeutend klein. Wenn diese positiven Ionen in die negative Koronahaut gelangen, stören sie deren Zustand sehr wenig. Hieraus müssen zwei Schlüsse gezogen werden: 1. Der bei der gemachten Annahme auftretende Gesamtentladungsstrom kann sich nicht viel vom Strom der positiven oder der negativen Korona unterscheiden, wie er im einzelnen zwischen einem Leiter und der Mittelebene bei halber Spannung im Vergleich zur Spannung zwischen den beiden Leitern fließt; 2. die Übergangsbedingung der Entladung in den selbständigen Zustand ist in erster Näherung die gleiche wie für die positive bzw. negative Koronaentladung eines jeden der einzelnen Leiter, d. h.

$$\gamma(e^{P_1} - 1) = 1\,. \tag{795a}$$

Die beiden Schlußfolgerungen widersprechen dem Experiment.

Von den Formeln (795) und (795a) ausgehend, führen die Berechnungen der Anfangsfeldstärke zu Werten, die im ersten Fall viel kleiner und im zweiten Fall viel größer sind als diejenigen, welche in Wirklichkeit auftreten. Deshalb ist der Schluß zu ziehen: Im äußeren Gebiet einer Koronaentladung zwischen zwei Leitern findet zwar eine Rekombination von positiven und negativen Ionen statt, doch ist die Rekombination nicht vollständig; ein bedeutender Teil der negativen Ionen gelangt bis zur Grenze der positiven Koronahaut.

In bezug auf die Weiterentwicklung einer Theorie der Entladung zwischen zwei Leitern unter Berücksichtigung des Ionenrekombinationskoeffizienten verweisen wir auf das Buch [2014] und ferner auf die Arbeiten von W. J. POPKOW [2101—2103].

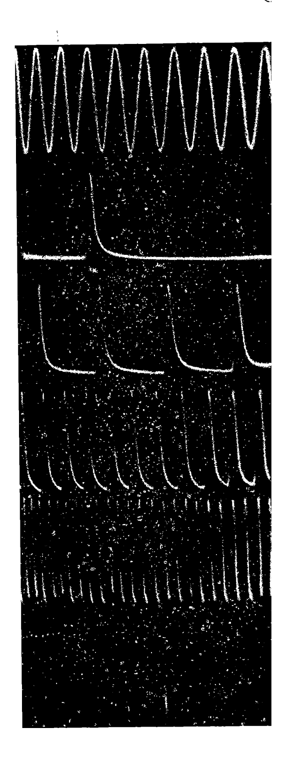
§ 7. Die intermittierenden Erscheinungen in der Koronaentladung

Schon eine unmittelbare flüchtige Beobachtung der Koronaentladung an zylindrischen Leitern enthüllt eine Reihe intermittierender Erscheinungen: Schalleffekte (Zischen), Bildung von helleuchtenden Punkten auf dem negativen Leiter, das Auftreten einzelner diskreter dünner, senkrecht zur Leitung gerichteter Streifen in der positiven Koronahaut. Wenn einige von diesen Erscheinungen durch sorgfältiges Reinigen und Polieren des Leiters beseitigt oder abgeschwächt werden können, wäre es möglich, die intermittierenden Erscheinungen der Korona als zufällig anzusehen. Dies erlauben jedoch die eingehenden Untersuchungen einer Entladung zwischen einer positiven oder einer negativen Spitze und einer Ebene nicht, die von TRICHEL, KIP u. a. im LOEBschen Laboratorium durchgeführt wurden. Diese Untersuchungen wurden bei gleichzeitigem Studium der Charakteristiken verschiedener Entladungsstadien und dem Oszillographieren von Stromimpulsen, wie sie im Koronastrom beobachtet werden, durchgeführt. Die Oszillogramme wurden sowohl durch unmittelbare Verbindung der Enden eines in den Entladungsstromkreis gelegten großen Widerstandes mit den Ablenkplatten wie auch durch induktive Auskopplung der Impulse mit Hilfe eines in Reihe zur Entladungsstrecke gelegenen Schwingkreises aufgenommen.

Zwischen der negativen und der positiven Korona ergaben sich in Hinblick auf die Entstehung von intermittierenden Impulsen wesentliche Unterschiede. Die allgemeine Schlußfolgerung, welche man in bezug auf die intermittierenden Erscheinungen in der negativen Korona machen kann [1869, 2051—2060], ist folgende: Im Grunde genommen muß die negative Korona nicht unbedingt ein Komplex intermittierender Erscheinungen sein und kann auch insbesondere in elektropositiven Gasen von kontinuierlichem Charakter sein, in Übereinstimmung mit den Vorstellungen, wie sie aus der Theorie von TOWNSEND und ROGOWSKI folgen. In atmosphärischer Luft, die Feuchtigkeit und Staub enthält, besitzt die negative Korona an Spitzen und Leitungen bei kleinen Spannungen, die etwa der Anfangsspannung der Korona entsprechen, intermittierende Natur, verbunden mit den visuell feststellbaren punktförmigen Koronaerscheinungen an der Elektrode. Die Koronaentladung ist auf einzelne Punkte in Gestalt kurzdauernder, periodisch aufeinanderfolgender Impulse konzentriert. In jedem dieser Punkte erreicht die Stromdichte ein Maximum während einer Periode des Impulses und auch im zeitlichen Mittel größere Werte und somit in jedem Falle eine viel größere Stromdichte als die gleichmäßige Korona nach der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie. Der Eintritt

vollzieht sich durch ein-
riert sind und führt zu
ente Bewegung versetzt.
lung ist die Impulsüber-
ewegenden Ionen an die

urbulente Gasbewegung
adung schon nicht mehr
u tun haben, sondern mit
ie es aus der Vorstellung



Corona, insbesondere in
Gasen) enger mit der
im Falle der negativen
orium von LOEB wurde
e Ionisierungsquelle de
r Fremdionisierung und
kleiner als die Anfangs
en in einem bestimmten

diesen kann nicht jede für sich mit dem Oszillographen beobachtet werden, jedoch kann der von ihnen im Mittel hervorgerufene sehr schwache Strom, entsprechend der Elektronenzahl in jeder einzelnen Lawine von Zehn bis zu einigen Tausend, registriert werden.

Bei etwas größerer Spannung treten in der positiven Korona an einer Spitze stärkere, verhältnismäßig leicht mit einem Oszillographen zu registrierende Impulse, *Lawinenimpulse*, auf. Die einzelnen Lawinenimpulse dauern 10^{-3} s. Die Anzahl der an jedem dieser Impulse beteiligten Elektronen beträgt 10^4 bis 10^8. Zur Verwirk-

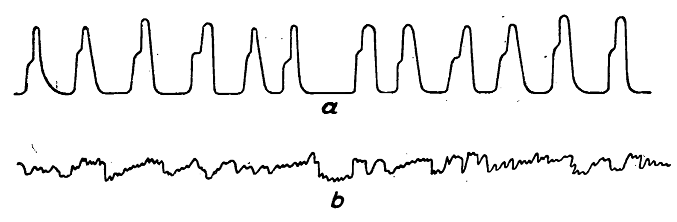


Abb. 275. Oszillogramme von Stromimpulsen der negativen Koronaentladung von einer Spitze: *a* reguläre Impulse bei einem Krümmungshalbmesser der Spitze von annähernd 0,02 mm, *b* Impulse ungeordneter Form, die bei einem Krümmungshalbmesser der Spitze von annähernd 0,004 mm erhalten werden

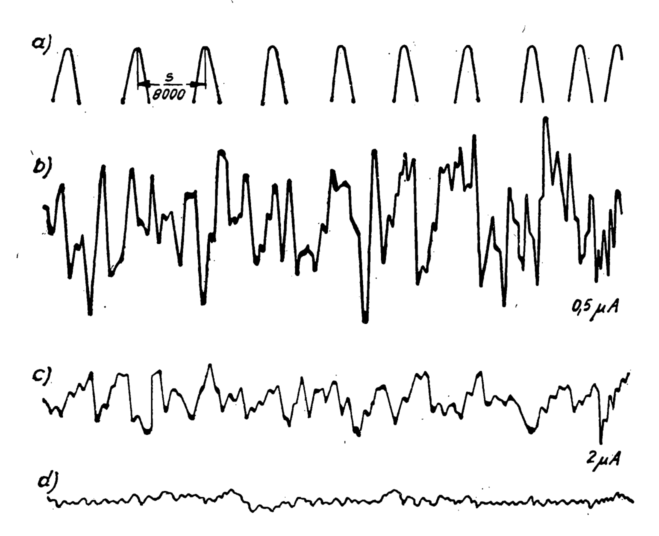
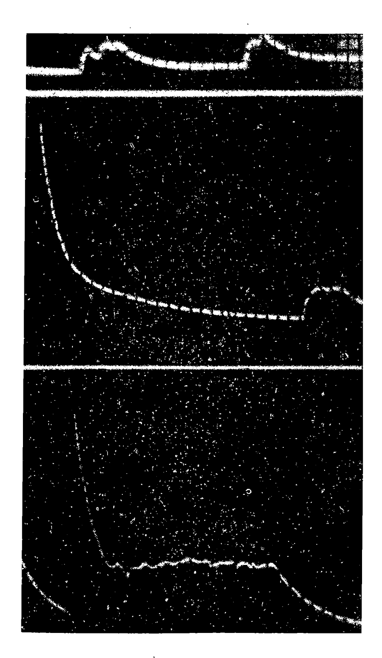


Abb. 276. Stromoszillogramme der positiven Korona von einer Spitze: *a* Zeitskala (Frequenz = 8000 Hz); *b* Oszillogramme bei einer mittleren Stromstärke von 0,5 μA; *c* bei 2 μA; *d* Oszillogramm von Kriechströmen

lichung eines jeden Lawinenimpulses sind nicht nur ein, sondern schon eine ganze Reihe freier Anfangselektronen notwendig. Ein Lawinenimpuls besteht aus einer Reihe rasch hintereinanderfolgender und teilweise ineinander fließender Elektronen-

ıgsbereich entwickeln sich dies‹
lionisationsquelle unterhaltener
ɔr dem Erreichen der Anfangs-
r dehnen sich in Richtung zum
len Punkten, an denen die Feld-
ɔrochen. Die Streamer sind deut-



7. *a*, *b* und *c* Stromoszillogramme
itiven Korona von einer Spitze,
mmen bei großer Verstärkung, c
ramm eines Streamers, der in die
leitende Impulskorona übergeht;
teren entspricht der waagerechte
Teil des Oszillogrammes

ɛrn der positiven Korona, auf
ınung und der mittleren Korona
pitze eine leuchtende Haut aus
der. positiven Koronaentladung
ɔruch treten wiederum sichtbar
cheinen.

on Loeb [16].

Weitere Untersuchungen haben gezeigt, daß das eben beschriebene Bild der in der negativen und in der positiven Korona stattfindenden intermittierenden Vorgänge in starkem Maße von den Eigenschaften des Gases [2053—2059, 2084—2086, 2088] und vom Oberflächenzustand der Elektrode abhängt.

TRICHEL-Impulse einer negativen Korona (Spitze-Ebene) beobachtet man nur in elektronegativen Gasen oder bei einer Beimischung eines elektronegativen Gases (im letzteren Fall sind die Impulse nicht immer reproduzierbar). An einer sorgfältig polierten Spitze verschwinden sie in von Feuchtigkeit und Staub gereinigter Luft und treten auch bei kleinem Krümmungshalbmesser der Oberfläche des Spitzenendes nicht auf. Der hell leuchtende Fleck auf der Spitzenoberfläche erscheint nicht. Dann kann man das Auftreten von Impulsen durch Bestäuben der glatt polierten Spitze mit Magnesiumoxydpulver erzwingen. Verfliegen bei andauerndem Stromdurchgang die Stäubchen des Magnesiumoxydes von der Spitze, so verschwinden die Impulse wieder.

Die für eine sehr kleine Spitze mit einem Krümmungshalbmesser von nur 0,0004 cm aufgenommenen Stromoszillogramme zeigten unregelmäßige Impulse von kleiner Amplitude der gleichen Form, wie sie in den Kurven der unregelmäßigen Ströme bei der Feldelektronenemission auftreten. Auf Grund der durchgeführten Berechnung ergab sich die Feldstärke an der Spitze so groß, wie sie für eine Feldemission notwendig ist. Aus diesen experimentellen Tatsachen wurde der Schluß gezogen, daß bei einer sehr feinen Spitze die Emission der Kathode nicht durch γ-Prozesse, sondern durch Feldemission erfolgt. An einer polierten Spitze, die mit feinen Magnesiumoxydpulver bestreut ist, tritt der „PETROW-Effekt" auf, d. h. eine Feldemission an den sehr kleinen Körnchen des Magnesiumoxyds. Weiter nahm man an, daß bei den TRICHEL-Impulsen die von den negativen Ionen gebildete Raumladung eine wesentliche Rolle spielt. Eine aufeinanderfolgende Reihe von Lawinen kann sich bei Impulsen nur während einer sehr kurzen Zeit ungehindert entwickeln, nämlich solange bis der Koronastrom von der negativen Spitze nicht durch eine Wolke von negativen Ionen unterbunden wird. Die Frequenz der Impulse wird somit durch die Dispersionsdauer der negativen Ionenwolke im Feld bedingt und nicht, wie ursprünglich angenommen, durch die der positiven Ionenwolke.

Die bedeutende Rolle der negativen Ionen für die negative Korona zwischen einer Spitze und einer Ebene wurde durch die Arbeiten WEISSLERS [2085, 2088] bei reinem H_2 und N_2 und bei Beimischung von O_2 in diesen Gasen bestätigt. In diesem Zusammenhang fand WEISSLER, daß die Anfangsspannung der negativen Korona zwischen Spitze und Ebene in reinem H_2 und N_2 bei einer Spitze aus Platin bedeutend niedriger ist als die Anfangsspannung der positiven Korona unter denselben Bedingungen, und zwar ergab sich in seinen Versuchen für H_2 2800 V und für N_2 3700 V anstatt 3500 V und 4800 V im Falle der positiven Korona. Eine Beimischung von 0,1% O_2 zu N_2 erhöhte die Anfangsspannung der negativen Korona auf 4200—4300 V und führte zum Auftreten von TRICHEL-Impulsen.

In einer im Jahre 1948 erschienenen Arbeit [2095] gibt LOEB eine Übersicht der Erscheinungen in der negativen und positiven Korona zwischen Spitze und Ebene und entwickelt ferner eine Erklärung dieser Erscheinungen teils mit der Theorie von TOWNSEND-ROGOWSKI und teils auf Grund der neuesten Ergebnisse der Streamertheorie. Wir bringen aus dieser Arbeit die Abb. 278, die die äußere Gestalt der nega-

tiven Korona wiedergibt[1]), sowie die Abb. 279, die die Feldverzerrung durch Raumladungen der negativen Ionen im Löschzeitpunkt eines TRICHEL-Impulses in einem elektronegativen Gas veranschaulicht.

Sowohl in N_2 als auch in H_2 hat die Korona zwischen Spitze und Ebene bei einer Spannung nahe der Anfangsspannung das Aussehen eines diffusen kontinuierlichen Gasleuchtens, das sich in Wirklichkeit aus einer sehr großen Anzahl intermittierender fadenförmiger Entladungen zusammensetzt, die mit ihren Ausgangspunkten die gesamte Oberfläche der Spitze bedecken. Diese Fäden ergeben in ihrer Gesamtheit

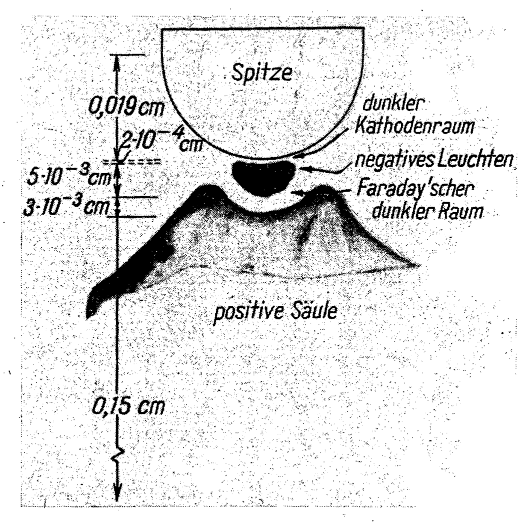


Abb. 278. Darstellung einer negativen Impulskorona, wie sie bei Niederdruck erhalten wird

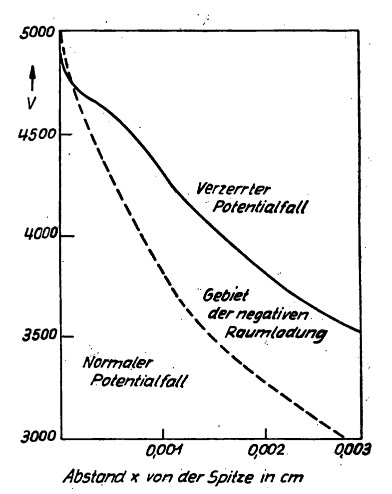


Abb. 279. Feldverzerrung durch Raumladungen der negativen Ionen während des Erlöschens des Impulses im elektronegativen Gas. Die Raumladung vermindert den Potentialabfall an der Kathode

einen schwachen Strom, wie etwa die TRICHEL-Impulse in der Luft. Nach Ablauf einer gewissen Zeit verwandelt sich dieses Entladungsbild in eine leuchtende Entladung, die mehr oder weniger an einem Punkt der Spitzenoberfläche konzentriert ist. Diese Entladungsform ist völlig stabil und tausendfach intensiver. Bei Erhöhung der Spannung erfolgt in kürzester Zeit eine Kontraktion der Entladung in einem einzigen Punkt. Der intermittierende Charakter der ursprünglichen Entladungsform ist in diesem Falle nicht einer Ansammlung negativer Elektronen zuzuschreiben, welche schnell vom Feld entfernt werden, sondern muß Fluktuationen zugeschrieben werden. Eine zufällige starke Bombardierung irgendeines besonderen kleinen Ab-

[1]) Die in dieser Abbildung dargestellten Entladungsteile, die der ersten Kathodenschicht, dem Kathodendunkelraum, dem negativen Glimmlicht, dem FARADAYschen Dunkelraum und der positiven Säule entsprechen, sind am leichtesten bei einem Luftdruck von 50 bis 120 Torr zu beobachten.

schnittes der Spitzenoberfläche führt zur Verminderung der Austrittsarbeit in diesem Gebiet und liefert einen Strom.

Untersuchungen der positiven Korona zwischen Spitze und Ebene in reinem Ar, H_2 und N_2 [2085, 2088] haben gezeigt, daß das Verhalten der positiven Korona in diesen Gasen in sehr starkem Maße vom Vorhandensein kleinster Beimischungen elektronegativer Gase abhängt. Bei nicht vollständig gereinigtem N_2 und H_2 wurden im allgemeinen die gleichen intermittierenden Erscheinungen erzielt wie in Luft, doch mit großen quantitativen Unterschieden. Im H_2 war die Intensität der verschieden gearteten Impulse hundertmal kleiner als in Luft, und der Korona vorangehende Streamer wurden nicht beobachtet. Bei der Spannungsvergrößerung vergrößerte sich im Bereich eines entsprechenden Intervalls lediglich die Amplitude und die Frequenz der Lawinenimpulse. In H_2 erwies sich die Amplitude der Impulse zwei- bis fünfmal größer als in Luft; im N_2 war sie kleiner als in Luft, doch hundertmal größer als in Ar. Bei sauberen Versuchsbedingungen, die elektronegative Beimischungen ausschließen, wurde im N_2 und H_2 gefunden, daß bei kleineren Spannungen als der Anfangsspannung in keiner Weise mehr oder weniger beträchtliche Koronastromimpulse entstanden, jedoch beobachtete man eine Folge von vielen außergewöhnlich schwachen einzelnen Lawinen.

Die Beobachtungen mit einem Spezialmikroskop (Telemikroskop) zeigten, daß sich auf der Anode ein Koronafleck von ca. 0,1 mm Durchmesser gebildet hat. Bei Erhöhung der Spannung dehnte sich die Entladung zwischen der positiven Spitze und der Ebene merklich aus, und zwar in Richtung zur Kathode. Vor dem Funkendurchbruch begannen dem Auge wahrnehmbare Streamer aufzutreten, die zu den oszillographisch registrierten Impulsen führten. Eine Darstellung der vor der Koronabildung auftretenden Streamer und Lawinenimpulse zeigt die vergrößerte schematische Zeichnung der Abb. 280 für eine Spitze von 0,038 cm Durchmesser [2095]. An der Oberfläche der Spitze, die die Form einer Halbkugel hat, liegt eine hellblau leuchtende Schicht. Von der Spitze geht eine himmelblau leuchtende Zunge mit einem scharf ausgeprägten Ende aus, das sich im Abstand von ca. 1,7 mm von der Spitzenoberfläche befindet. An den Rändern und an der Spitze geht das leuchtende Stäbchen in einen weniger intensiv leuchtenden Schleier in Form eines umgekehrten Kelches über. Dieser Schleier verdünnt sich nach den Seiten hin und verschwindet im Abstand von 3 mm von der Spitze. Im Gegensatz zur Korona an der negativen Spitze fällt die seitliche Grenze des leuchtenden Gebietes der Entladungsstrecke fast mit der Richtung der Kraftlinien des elektrischen Feldes, die von der Spitzenoberfläche ausgehen, zusammen. Bei Spitzen kleineren Durchmessers verschwindet der seitliche leuchtende Schleier, und man sieht lediglich ein mit der Entfernung von der Spitze sich in der Intensität allmählich verminderndes zentrales Zünglein.

Das allgemeine Aussehen der Korona an der positiven Spitze, wie es Abb. 280 zeigt, erklärt Loeb durch eine große Anzahl sich abwechselnd von den verschiedenen Flächenelementen der Spitze ausgehender Streamer. Die Form der Oberfläche, durch die das Leuchten begrenzt wird, spricht dafür, daß die freien Elektronen, die in einem gewissen Abstand vom Streamerkanal gebildet wurden, wobei das Feld fast gar nicht durch die Existenz des Streamers verzerrt wird, sich in Richtung der Kraftlinien des unverzerrten Feldes bewegen und das Gas anregen. Die Frequenz und die Dauer der Lawinenimpulse sowie die Frequenz der Streamer hängen von der Größe der gebildeten positiven Raumladung und von der für ihr Verschwinden not-

wendigen Zeit ab. Diese Zeit ist für die positive Korona an einer Spitze etwas größer als die Zeit, die von TRICHEL für die Impulse einer Korona an einer negativen Spitze beobachtet wurden, wegen der geringeren Beweglichkeit der positiven Ionen im Vergleich zu den negativen Ionen und Elektronen. Die Zahl der an den positiven Lawinenimpulsen und Streamern teilnehmenden Elektronen ist von der gleichen Größenordnung wie bei den TRICHEL-Impulsen der negativen Korona. Jedoch ist die mittlere Stromstärke der positiven Korona einer Spitze für den pulsierenden Zustand in der Nähe der Anfangsspannung halb so groß wie bei den negativen TRICHEL-Impulsen, wegen der halb so großen Frequenz der positiven Impulse. Ein Unterschied zwischen der Korona an einer positiven und der Korona an einer negativen Spitze in der Hinsicht, daß eine radioaktive Strahlung auf eine positive Korona wie beim GEIGER-Zähler wirkt aber gleichzeitig keine derartige Wirkung auf die Korona an einer negativen Spitze hat, wird dadurch erklärt, daß bei der negativen Korona das Volumen, in welchem die radioaktive Strahlung sich in merklicher Weise entwickeln kann, sehr klein ist und daß die die Impulse anregenden Elektronen in diesem Fall an der Spitzenoberfläche selbst auftreten müßten.

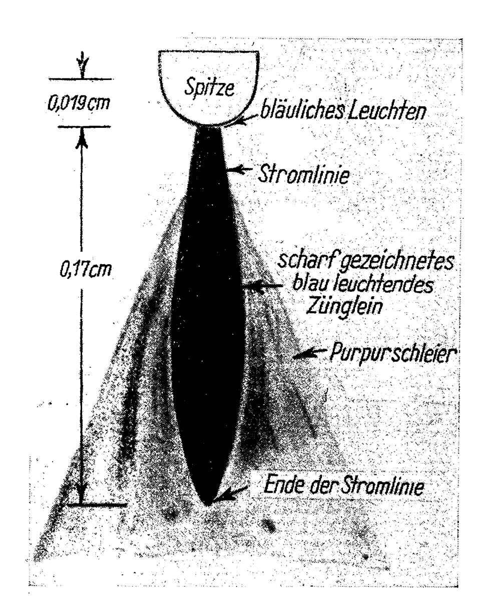


Abb. 280. Darstellung der positiven Korona bei einer Spannung, die etwa der Anfangsspannung entspricht

Über weitere Einzelheiten der intermittierenden Vorgänge in der Koronaentladung an einer Spitze sowie über die Versuche einer eingehenderen Erklärung siehe das Buch von LOEB [16] und die Arbeiten [2092—2100, 2091].

Die intermittierenden Vorgänge bei Spitzenentladungen nehmen oft die Form von *Büschelentladungen* an. Der äußeren Form nach stellt die Büschelentladung gleichsam ein auf das Ende einer Spitze aufgestülptes dichtes Bündel sich fortwährend bildender und verschwindender, geradliniger feiner Leuchtfäden mit unbedeutenden Unterbrechungen und Krümmungen dar, die aus dem Untergrund eines allgemeinen schwächeren Leuchtens des Gases hervortreten. Die Büschelentladung unterscheidet sich von der Funkenentladung dadurch, daß ihre Kanäle nicht den gesamten Entladungsraum durchdringen und daß sie alle fast die gleiche Länge haben. Ihr Bündel ist vielfach dichter als das vom Auge wahrnehmbare Kanalbündel der Funkenentladung. Mit der Koranaentladung hat die Büschelentladung gemein, daß die selbständige Entladung sich augenscheinlich auf das Gebiet mit großer Feldstärke an einer Spitze beschränkt und daß das äußere Entladungsgebiet ohne Ionisierungsprozesse durch Elektronenstöße weiter ab liegt. Deshalb muß die Büschelentladung als Koronaentladung einer Spitze mit scharf ausgeprägten intermittierenden Erscheinungen betrachtet werden.

§ 8. Der Übergang der Koronaentladung in die Funkenentladung oder in die Bogenentladung

Die entscheidende Rolle der Streamer zur Entwicklung einer beliebigen Funkenentladung bedingt, daß der sich bei einer Spannungserhöhung zwischen den Elektroden einer Koronaentladung vollziehende Durchbruch einen besonderen Charakter hat. Zuerst springen einzelne Funken über, sodann tritt eine schnellere Funkenfolge auf, die schließlich in einer Serie ununterbrochen aufeinanderfolgender Funken endet, die oft in einen stationären Kanal einer positiven Bogensäule übergeht. Bei genügender Ergiebigkeit der Stromquelle kann man einen Entladungszustand stabilisieren, in dem sich die Korona- und die Funkenentladung über längere Zeit kontinuierlich abwechseln. Darum ist der Begriff des *Potentials der Funkenüberdeckung der Korona* ein etwas bedingter und hängt davon ab, welches von den oben beschriebenen Stadien man als vollendeten Funkendurchbruch annimmt.

Eine vollständige Theorie der Funkenüberdeckung muß auf der Theorie der Streamer und auf der Prüfung ihrer Entstehungsbedingungen und ihrer Ausbreitungsverhältnisse im inneren Gebiet der Koronaentladung beruhen. Nichtsdestoweniger erweist es sich als möglich, an das Problem des Übergangs einer Koronaentladung in andere Entladungsformen auch vom Standpunkt der TOWNSEND-ROGOWSKI-Theorie heranzugehen. Die hierbei für die *Spannung der Funkenüberdeckung* [2019] erzielten Ergebnisse stimmen recht gut mit den experimentellen Daten überein und können von der Streamertheorie ausgehend als Grenzwerte begründet werden.

Bleiben wir im Rahmen der TOWNSEND-ROGOWSKIschen Theorie und betrachten wir insbesondere eine Koronaentladung zwischen einem Leiter und einem zu ihm koaxialen Zylinder, so muß man schließen, daß die Vollendung des Durchbruchs, d. h. die Funkenüberdeckung, erst dann einsetzen kann, wenn die Elektronenlawine bei einer negativen Korona die Oberfläche des Anodenzylinders erreicht und bei der positiven beim Kathodenzylinder beginnen wird (d. i. von dem Augenblick an, wenn bei Vergrößerung von U die Feldstärke am Zylinder E_i wird und α nicht mehr Null ist). Diese Bedingung kann auf zweierlei Art erfüllt werden: a) die Koronaschicht erreicht bei ihrer allmählichen Erweiterung die Anode, r_i wird gleich R; b) bei der Vergrößerung des Koronastromes mit der Steigerung von U wird $\frac{2I}{K}$ gleich E_i^2. Im letzten Fall folgt aus dem Verteilungsgesetz der Feldstärke im äußeren Gebiet der Koronaentladung Gleichung (760), daß $E = E_i$ im gesamten Bereich von $r = r_i$ bis $r = R$ ist.

Der Fall a) kann lediglich bei verhältnismäßig kleinen Werten von R/r_0 eintreten. Für den Fall b) können wir folgenden Schluß ziehen:

1. Der Strom $I_{\text{Üb}}$, bei dem die Funkenüberdeckung erfolgt, muß nicht vom Halbmesser des äußeren Zylinders oder vom Halbmesser des Leiters abhängen, sondern lediglich von der Dichte und der Natur des Gases.

2. Die Spannung U_z der Funkenüberdeckung muß linear mit der Vergrößerung des Zylinderhalbmessers R ansteigen, d. h.

$$U_z = (U_z)_{R=r_i} + E_i\,(R - r_i)\,. \tag{796}$$

3. In dieser linearen Gleichung muß der Koeffizient von R gleich E_i sein.

Wir kehren zum Problem der Feldverteilung in der Koronahaut zurück und versuchen die näherungsweise Lösung zur Bestimmung von r_i, indem wir die auf S. 489

eingeführten Bezeichnungen beibehalten. Für die negative Korona approximieren wir: von $r = r_0$ bis $r = r_n$

$$\int_{r_0}^{r} \alpha\, dr = \frac{r - r_0}{r_n - r_0} a, \quad \text{wo} \quad a = \ln \frac{1+\gamma}{\gamma}; \tag{797}$$

von $r = r_n$ bis $r = r_i$

$$e^{\int_{r_n}^{r} \alpha\, dr} \approx 1, \quad b = \frac{r - r_n}{r_i - r_n}.$$

Diese Approximation führt zu den Gleichungen

$$r_n^2 E_n^2 = r_0^2 E_0^2 - AI(r_n^2 - r_0^2) + 2\, BI \int_{r_0}^{r_n} e^{\frac{r - r_0}{r_n - r_0} a}\, r\, dr, \tag{798}$$

$$r_i^2 E_i^2 = r_n^2 E_n^2 - AI(r_i^2 - r_n^2) + 2BI \int_{r_n}^{r_i} r\, dr + 2CI \int_{r_n}^{r_i} \frac{r - r_n}{r_i - r_n} r\, dr \tag{799}$$

und zur Lösung:

$$\frac{r_n}{r_0} = \frac{-a - 2 + \sqrt{(a-2)^2 - [2 - a^2(F_0 + 1)][a^2(F_3 + 1) - 2(a-1)]}}{a^2(F_3 + 1) - 2(a-1)}, \tag{800}$$

$$\frac{r_i}{r_n} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4(3F_1 - 1)(3F_2 - 2)}}{2(3F_2 - 2)}, \tag{801}$$

wobei

$$F_0 = \frac{E_0^2}{IA}, \quad F_1 = \frac{E_n^2 q}{IA}, \quad F_2 = \frac{E_i^2 q}{IA}, \quad F_3 = \frac{E_n^2}{IA}, \quad q = \frac{K_n}{K_p} \tag{802}$$

ist.

Bei der oben als Fall b) bezeichneten Funkenüberdeckung ist

$$I = \frac{K_n}{2} E_i^2; \; IA = q E_i^2; \; F_0 = \frac{E_0^2}{q E_i^2}; \; F_1 = \frac{E_n^2}{E_i^2}; \; F_2 = 1; \; F_3 = \frac{E_n^2}{q E_i^2}. \tag{803}$$

Die mit den Gleichungen (800) und (801) in diesem Sonderfall berechneten Werte für r_n und r_i sind in Tabelle 47 den Werten, wie sie sich nach der im § 3 dieses Kapitels beschriebenen Kathode für die Feldverteilung in der Schicht einer negativen Korona ergeben, gegenübergestellt.

Tabelle 47

$r_0 = 0{,}05$ cm; $R = 7{,}4$ cm

I CGSE/cm	Exakte Berechnung		Berechnung nach Gl. (800) und (801)	
	r_n [cm]	r_i [cm]	r_n [cm]	r_i [cm]
72600	0,130	0,216	0,129	0,226
726000	0,125	—	0,115	0,241
$\frac{2I}{K_n} = E_i^2$	—	—	0,114	0,251

Der kleine Wert für r_i gestattet es, die Spannung der Funkenüberdeckung U_z näherungsweise zu berechnen, indem die tatsächliche Verteilungskurve von E durch einen durch die Punkte $r = r_0$, $E = E_0$; $r = r_n$, $E = E_n$; $r = r_i$, $E = E_i$; $r = R$, $E = E_i$ gegebenen Verlauf (Abb. 281) ersetzt und die durch diesen angenäherten Verlauf und die Koordinatenachsen begrenzte Fläche berechnet wird. Das führt zur Gleichung

$$U_z = \frac{E_0 + E_n}{2}(r_n - r_0) + \frac{E_n + E_i}{2}(r_i - r_n) + E_i(R - r_i)\,. \tag{804}$$

Für die positive Korona benutzen wir die Näherung

$$\int_r^{r_i} \alpha\, dr = \frac{r_i - r}{r_i - r_0} a_1\,, \tag{805}$$

wobei $a_1 = \ln \frac{1+\gamma}{\gamma}$ ist, und wir erhalten

$$r_i^2 E_i^2 = r_0^2 E_0^2 + IA\,(r_i^2 - r_0^2) - 2\,B_1 I \int_{r_0}^{r_i} e^{\frac{r_i - r}{r_i - r_0} a_1}\, r\, dr \tag{806}$$

und

$$\frac{r_i}{r_0} = \frac{-(a_1 - 2) + \sqrt{(a_1 - 2)^2 + [a_1^2 (F_0'' - 1) + 2\,(a_1 - 1)]\,[a_1^2 (F_3'' - 1) + 2]}}{a_1^2 (F_3'' - 1) + 2}\,, \tag{807}$$

wobei

$$F_0'' = \frac{E_0^2}{IA}\,, \quad F_3'' = \frac{E_i^2}{IA} \tag{808}$$

ist. Für den Fall b) der Funkenüberdeckung ist

$$I_{\text{Üb}} = \frac{K_p}{2} E_i^2 = \frac{E_i^2}{A}\,;\ F_0'' = \frac{E_0^2}{E_i^2}\,;\ F_3'' = 1\,. \tag{809}$$

In völlig gleicher Weise wie bei der negativen Korona finden wir für den Abstand r_m der positiven Korona von der Leiterachse, in dem die Feldstärke einen bestimmten vorgegebenen Wert E_m hat, die Gleichung

$$\frac{r_m}{r_0} = \frac{-(c - 2) + \sqrt{(c-2)^2 + [c^2 + (F_0^{(m)} - 1) + 2\,(c - 1)]\,[c^2\,(F_3^{(m)} - 1) + 2]}}{c^2\,(F_3^{(m)} - 1) + 2}\,, \tag{810}$$

wobei

$$F_0^{(m)} = \frac{E_0^2}{E_m^2}\,, \quad F_3^{(m)} = \frac{E_m^2}{AI}$$

und

$$c = a_1 - \int_{r_m}^{r_i} \alpha\, dr = a_1 - \bar{\alpha}\,(r_i - r_m)\,. \tag{811}$$

Bezeichnen wir die Größe α für $E = E_m$ mit α_m und nehmen wir für $r_0 \leq r_m < r_i$ näherungsweise $\bar{\alpha} = \frac{1}{2}\alpha_m$ an, dann geht Gleichung (811) in

$$c = a_1 - \frac{1}{2}\alpha_m\,(r_i - r_m) \tag{812}$$

über. Die Gleichungen (810) und (812) sind zwei Gleichungen mit den beiden Unbekannten r_m und c und gestatten das Auffinden dieser Größen.

Die Gleichung (807) ergibt mit $I = I_{\text{Üb}}$ (mit $I_{\text{Üb}}$ ist die Stromstärke pro Längeneinheit der Leitung im Augenblick der Funkenüberdeckung bezeichnet) für R_i recht große Werte. Deshalb müssen zur Berechnung von U_z der positiven Korona ein genauerer Kurvenverlauf aufgestellt und nach (810) und (812) einige Zwischen-

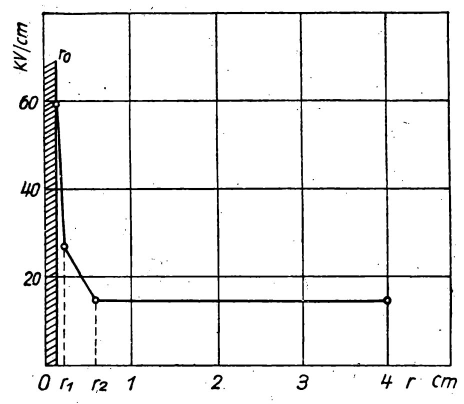


Abb. 281. Feldstärkeverlauf in der negativen Koronaentladung bei $I = I_{\text{Üb}}$ nach der im Text erläuterten Approximation $r_1 = r_n$; $r_2 = r_i$

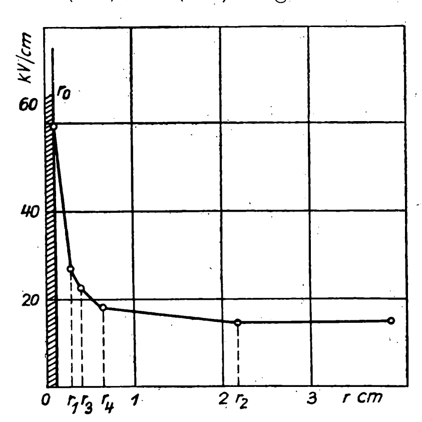


Abb. 282. Feldstärkeverlauf in der positiven Koronaentladung bei $I = I_{\text{Üb}}$ nach der im Text erläuterten Approximation $r_1 = r_n$; $r_2 = r_i$

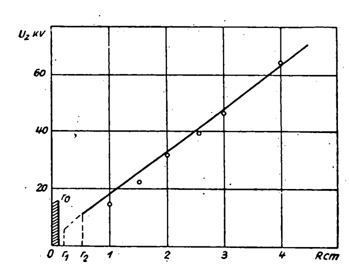


Abb. 283. Spannungsabhängigkeit der Funkenüberdeckung einer negativen Korona vom Halbmesser R des äußeren Zylinders bei einem Halbmesser des Leiters $r_0 = 0{,}115$ cm. Die ausgezogene Kurve wurde berechnet, die Kreise entsprechen den experimentell gefundenen Werten

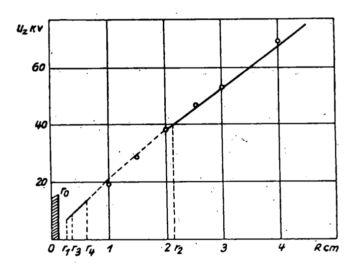


Abb. 284. Das gleiche wie Abb. 283, jedoch für eine positive Korona

punkte r_1, r_2, r_3 usw. entsprechend den zwischen E_0 und E_i liegenden Werten E_1, E_2, E_3 usw. (Abb. 282) eingezeichnet werden.

Ein Vergleich der auf diese Weise erzielten Ergebnisse mit den experimentellen Werten ist in den Abb. 283 und 284 gegeben. Die ausgezogene Kurve in Abb. 283 ist für eine negative Korona nach Gleichung (804) berechnet, wobei $\frac{E_n}{p} = 36 \left(\frac{\text{V/cm}}{\text{Torr}}\right)$ angenommen wurde. In Abb. 284 ist die ausgezogene Kurve für eine entsprechende

positive Korona aus der Feldstärkeverteilung nach Abb. 282 berechnet worden. Die experimentell ermittelten Werte liegen dicht an den theoretischen Kurven, ungeachtet dessen, daß zu ihrer Berechnung keinerlei Konstanten aus dem durchgeführten Experiment benutzt wurden, da E_n und E_i mit Hilfe der Werte für α als Funktion von E nach MASCH [2022] und SANDERS [2023] bestimmt wurden.

Vom Standpunkt der Streamertheorie aus gesehen, unterscheiden sich bei einem Funkendurchbruch des äußeren Koronagebietes die Durchbruchsbedingungen wesentlich von den Durchbruchsbedingungen bei ebenen Elektroden. Im letzten Fall müssen auf der Entladungsstrecke die Entstehungsbedingungen eines Streamers erfüllt werden, während bei der Koronaentladung, wie zahlreiche experimentelle Daten zeigen, die Streamer in der Koronaschicht entstehen und bei der Annäherung der Spannung an die Durchbruchsgrenze schon vorhanden sind. Auf diese Weise müssen in bezug auf das äußere Gebiet der Koronaentladung für den Funkendurchbruch nicht die Entstehungsbedingungen, sondern die Bedingungen der Streamerausdehnung eine wesentliche Rolle spielen.

Sowohl die positiven als auch die negativen Streamer dehnen sich durch die Entstehung neuer Elektronenlawinen aus, die von den bei der Volumenphotoionisierung des Gases befreiten Elektronen gebildet werden. Diese Lawinen ergießen sich in den Schweif der Anfangslawine des positiven Streamers oder sie entstehen vor dem Kopf des negativen Streamers. Zur Entstehung der Lawine muß die Feldstärke in jedem gegebenen Punkt gleich oder größer als E_i sein. Deshalb können wir, wenn wir von der im umgebenden Feld vom Streamer selbst verursachten Verzerrung absehen, in erster Näherung als Ausdehnungsbedingung des Streamers im äußeren Gebiet der Koronaentladung, die Gleichung

$$E \geqq E_i \tag{813}$$

ansetzen.

Da die Gleichung (813) die Grenze der Koronahaut charakterisiert, so ist ihre Gültigkeit im gesamten Gebiet der Koronaentladung die Bedingung dafür, daß die Korona den gesamten Entladungsraum ausfüllt und mit der Übergangsbedingung der Koronaentladung in die Funken- oder Bogenentladung vom Standpunkt der TOWNSEND-ROGOWSKI-Theorie identisch ist. Der Unterschied besteht darin, daß nach der TOWNSEND-ROGOWSKI-Theorie Gleichung (813) eine *notwendige Bedingung* für den Funkendurchbruch darstellt. Begründet man jedoch Gleichung (813) von der Streamertheorie ausgehend, wie wir es eben taten, und durch die Existenz von Streamern in der Koronahaut, so ist die Erfüllung der Gleichung (813) über die gesamte Strecke des äußeren Entladungsgebietes lediglich eine *hinreichende Bedingung* für den Übergang einer Koronaentladung in eine Funkenentladung, keineswegs aber notwendig für das Überspringen einzelner Funken zwischen den Elektroden. Infolge der Feldverzerrung im äußeren Koronagebiet durch den in dieses Gebiet eindringenden Streamer kann sich letzterer beim Zusammentreffen günstiger Umstände auch bei kleinerem Wert der Entladungsfeldstärke im äußeren Gebiet der Korona durch dasselbe ausdehnen und folglich auch bei kleinerer Spannung an den Elektroden als die, die aus Gleichung (813) folgt. Somit müssen wir die der Gleichung (813) entsprechende Spannung U_z für den Funkendurchbruch lediglich als Grenzwert ansehen.

Da die Untersuchungen der Funkenentladung zeigen, daß der positive Streamer im inhomogenen Feld im Mittel eine kleinere Feldstärke zu seiner Ausdehnung

erfordert als der negative, so können wir erwarten, daß die positive Korona durch einzelne Funken bei kleinerer Elektrodenspannung überdeckt wird als die negative. Die tägliche Erfahrung bestätigt diese Schlußfolgerung. Gerade aus diesem Grunde wird in Elektrofiltern die positive Korona nicht benutzt.

Bei einer Verminderung des Elektrodenabstandes verkleinert sich die Spannung des Funkendurchbruches U_z nicht nur im Falle koaxialer Zylinder, wie das aus der Gleichung (796) hervorgeht, sondern auch für beliebige Fälle der Koronaentladung. Außerdem vermindert sich auch die Anfangsspannung U_k der Koronaentladung bei einer Verminderung des Elektrodenabstandes, jedoch weniger schnell als U_z. Bei der Verkürzung des Elektrodenabstandes wird das Spannungsintervall für die Koronaentladung kleiner. Bei einem gewissen kritischen Elektrodenabstand R_{kr} und bei kleineren Abständen entsteht überhaupt keine Korona und es erfolgt sofort ein Funkendurchbruch. Wie das Experiment bei koaxialen Zylindern zeigt, entspricht ein mehr oder weniger bestimmtes Verhältnis der beiden Zylinderhalbmesser dem kritischen Abstand.

Die alte Koronatheorie führt mit Hilfe der bei ihr üblichen Betrachtung der Rolle der Koronahaut als einfache Zunahme des Leiterdurchmessers zu der Schlußfolgerung, daß das kritische Verhältnis $\left(\frac{R}{r_0}\right)_{\mathrm{kr}}$ etwas größer als e, die Basis der natürlichen Logarithmen, d. h. ungefähr gleich 3 sein muß.

Vom Standpunkt der TOWNSEND-ROGOWSKI-Theorie tritt die Korona beim Übergang der Entladung aus dem unselbständigen in den selbständigen Zustand dann auf, wenn die Feldstärke E_R an der Oberfläche des äußeren Zylinders kleiner ist als der Grenzwert E_i, der bei der gegebenen Gasdichte zur Ionisierung der Gasteilchen durch Stöße mit freien Elektronen notwendig ist. Ist bei einer Elektrodenspannung U_k, die der Übergangsbedingung der Entladung in den selbständigen Zustand entspricht, $E_R > E_i$, so wird sich der Durchbruch des Entladungsraumes vollständig vollziehen. Wenn $E_R < E_i$ ist, begrenzt die Raumladung des äußeren Gebietes der Entladungsstrecke den Strom der sich entwickelnden selbständigen Entladung, und wir haben einen unvollständigen Durchbruch in Form einer Koronaentladung vor uns.

Im Moment des Überganges der Entladung aus dem unselbständigen in den selbständigen Zustand kann man die Raumladungen und die durch sie verursachte Feldverzerrung außer acht lassen, und es ist analog zur Feldverteilung im Zylinderkondensator

$$E_R = \frac{E_k r_0}{R}. \tag{814}$$

Deshalb verwandelt sich die Bedingung $E_R = E_i$ in

$$\frac{E_k r_0}{R} = E_i \quad \text{oder} \quad \left(\frac{R}{r_0}\right)_{\mathrm{kr}} = \frac{E_k}{E_i}. \tag{815}$$

Da E_k mit abnehmendem r_0 größer wird, E_i von r_0 und R aber nicht abhängt, so zeigt (815), daß das kritische Verhältnis $\left(\frac{R}{r_0}\right)_{\mathrm{kr}}$ sich mit abnehmendem r_0 vergrößert.

Vom Standpunkt der Streamertheorie ist der Durchbruch mit den Entstehungsbedingungen der Streamer in den Anfangsstadien der Entwicklung der Korona-

entladung und ihrer Ausdehnung bis zur Elektrode ohne Koronaerscheinung verbunden. Die Bedingung (815) bleibt in diesem Falle Grenzbedingung und gibt den maximal möglichen Wert des kritischen Verhältnisses $\left(\frac{R}{r_0}\right)_{\mathrm{kr}}$ an.

§ 9. Die Wechselstromkoronaentladung

Die Beweglichkeit der negativen und auch die der positiven Ionen beträgt zahlenmäßig ungefähr $2\,\frac{\mathrm{cm/s}}{\mathrm{V/cm}}$. Die Feldstärke im äußeren Gebiet der Koronaentladung bei Atmosphärendruck liegt im Bereich eines oder mehrerer Kilovolt pro Zentimeter. Deshalb ist die Laufzeit eines Ions von der Koronahaut bis zur gegenüberliegenden Elektrode bei nicht zu kleinem Elektrodenabstand mit einer Halbperiode des Stromes bei den üblichen technischen Frequenzen vergleichbar, und man kann auf die Wechselstromkoronaentladung nicht die nach der Theorie von TOWNSEND-ROGOWSKI für die stationäre Entladung abgeleiteten Formeln anwenden. Das erschwert die Ermittlung der Strom-Spannungs-Charakteristik der Wechselstromkorona [2033], die mit dem praktisch wichtigen Problem der Koronaverluste an Hochspannungsleitungen bei Wechselstrom zusammenhängt.

Während einer Halbperiode können Ionen irgendeines Vorzeichens nicht bis zur gegenüberliegenden Elektrode gelangen. Im äußeren Koronagebiet kommt eine eigenartige Schwingung der Raumladungen längs der Kraftlinien zustande.

Zur Erfassung der Verluste durch die Wechselstromkorona ist eine Reihe empirischer und halbempirischer Formeln vorgeschlagen worden. Wir werden hier nicht näher auf dieses Problem eingehen und wollen lediglich die Leistung W in Kilowatt einer Korona pro 1 km für zwei parallele Wechselstromleiter in Formeln angeben.

1. Die Formel von PEEK:

$$W = \frac{1{,}22}{10^3}\,(n+25)\,(U - U_k)^2 \sqrt{\frac{a + \frac{6}{D} + 0{,}04}{D}}\,; \tag{816}$$

darin sind n die Wechselstromfrequenz, a der Halbmesser eines Leiters in cm, D der Abstand beider Leiter in cm, U_k die mit der Anfangsspannung (der effektiven Spannung) der Korona zusammenhängende Konstante und U die effektive Potentialdifferenz zwischen den Leitern. Zur Bestimmung von U_k benutzt man die Formel

$$U_k = a \ln\frac{D}{a}\,42{,}3\left(1 + \frac{0{,}3}{\sqrt{a}}\,\frac{1}{1+230\,a^2}\right). \tag{817}$$

2. Die Formel von HOLM [2034]:

$$W = \frac{1{,}64}{9\cdot 10^3}\,n\,U\,(U - U_k)\left[\frac{1}{\ln\frac{D}{L}} - \frac{1}{\ln\frac{D}{a}}\right], \tag{818}$$

wobei U_k die Anfangsspannung der Korona ist, während L den mittleren Abstand der schwingenden Ladungen von jedem der Leiter charakterisiert und nach der Formel

$$L^2 = \frac{3\cdot 10^3\,U \arccos\frac{U_k}{U}}{2\sqrt{2}\,\pi\,n \ln\frac{D}{a}} \tag{819}$$

berechnet wird. Über die Erfassung der Koronaverluste an Hochspannungsleitungen siehe auch [2069—2071, 2073—2075, 2101].

Bei der Untersuchung der Wechselstromkorona zwischen einem Leiter und einem dazu konzentrischen Zylinder mit großem Durchmesser wurde das Vorhandensein einer konstanten Komponente des Koronastromes entdeckt [2035, 2067]. Mit der Veränderung der effektiven Potentialdifferenz zwischen den Elektroden wechselt das Vorzeichen dieser konstanten Komponente in Abhängigkeit vom Überwiegen der Ionen dieses oder jenes Vorzeichens. Über experimentelle Untersuchungen der Koronaentladung siehe [2041, 2076—2079, 2061, 2066, 2072, 2081—2083, 2087, 2089, 2090, 2515].

XXI. Die Hochfrequenzentladungen

§ 1. Die Wechselstromentladungen bei niedrigen und bei hohen Frequenzen und kleinem Gasdruck

Betreibt man eine Entladungsröhre, die ein verdünntes Gas enthält, mit niederfrequentem Strom (beispielsweise von 50—500 Hz), und betrachtet man die Entladung mit einem rotierenden Spiegel oder irgendeiner anderen stroboskopischen Einrichtung, so erkennt man, daß sich die Entladungserscheinung, die das Auge ohne stroboskopische Einrichtung sieht, aus zwei sich überdeckenden Bildern zusammensetzt, von denen jedes einer Halbperiode der Wechselspannung entspricht. In jeder Halbperiode entsteht die Entladung von neuem, durchläuft ein Maximum der Stromstärke und erlischt sodann. Oszillogramme bestätigen das. Die *niederfrequente* Wechselstromentladung besteht aus einer Folge einzelner Stromimpulse. In erster Näherung unterscheiden sich diese Impulse weder dem Charakter der in der Entladung auftretenden Vorgänge noch ihrer äußeren Entladungsform nach von einer Gleichstromentladung. Wichtig ist jedoch ein gewisser *Phasenunterschied* zwischen Strom und Spannung. Dieser Phasenunterschied verzerrt die Strom-Spannungs-Charakteristik. Der Faktor $\cos \varphi$, im üblichen Ausdruck für die Wechselstromleistung als Leistungsfaktor bezeichnet, spielt hier eine Rolle. Dieser Faktor ist auch dann kleiner als 1, wenn die Kapazität und die Selbstinduktion des Entladungsstromkreises sehr klein sind.

Wird die Entladungsstrecke an einen *hochfrequenten* Stromkreis angeschlossen, so ändert sich das Bild. Die Hochfrequenzentladung kann man nicht mehr in zwei einander abwechselnde, den verschiedenen Spannungshalbperioden entsprechende Bilder zerlegen. Es wird keinerlei Wechsel der Kathoden- bzw. Anodenteile beobachtet. Jedem Entladungsgebiet kommt eine bestimmte Farbe der Leuchterscheinung zu, die es gestattet, diese Gebiete mit den Gebieten einer Gleichstrom entladung zu identifizieren. Die positive Säule erstreckt sich über den Mittelteil der Röhre. Auf der einen wie auf der anderen Seite der positiven Säule liegt ein FARADAYscher Dunkelraum. Weiter folgen auf jeder Seite Gebiete, die dem Glimmlicht entsprechen.

Aus diesen Beobachtungen muß der Schluß gezogen werden: Die sich in der Hochfrequenzentladung bildenden *Raumladungen werden beim Wechsel der Feldrichtung nicht mehr umgruppiert.*

Eine andere wesentliche Besonderheit der Hochfrequenzentladungen besteht darin, daß in diesen Entladungen *die auf der Kathode vorkommenden Prozesse keine wesentliche Rolle spielen.* Beide Elektroden müssen sich nicht mehr im Inneren der Röhre befinden, sondern können auch außerhalb angebracht werden. Das kann beispielsweise in Form von Metallringen an den Röhrenenden geschehen oder einfach dadurch, daß die Röhre mit einem verdünnten Gas zwischen zwei Kondensatorbelege gestellt wird.

Die Entladungsform, die durch die Einwirkung eines Hochfrequenzfeldes zwischen zwei Elektroden zustande kommt (gleichgültig, ob Außen- oder Innenelektroden), bezeichnen wir als *Hochfrequenzentladung.*

Ein anderer Typ einer Hochfrequenzentladung ist die *elektrodenlose* oder *Ring-Entladung.* Eine derartige Entladung entsteht dann, wenn ein Gefäß mit verdünntem Gas in das Innere einer Spule (Solenoid) gebracht wird, die mit einem Hochfrequenzschwingkreis verbunden ist. In diesem Falle haben wir es gleichsam mit FOUCAULTschen Strömen im Gas zu tun. Die Ursache, die eine Ringentladung bedingt, ist das hochfrequente Magnetfeld.

§ 2. Die Hochfrequenzentladung mit Außen- oder Innenelektroden

Ein deutlicher Unterschied der einzelnen Gebiete einer Hochfrequenzentladung in verdünntem Gas ist lediglich dann bemerkbar, wenn die Speisung der Entladung mit ungedämpften Schwingungen erfolgt. Bei einer Speisung mit gedämpften Schwingungen (die etwa bis zum Jahre 1930 ausschließlich angewandt wurden) ist das gesamte Bild verwischt. Das Einsetzen von Elektroden im Inneren der Röhre zeigt keine wesentlichen Veränderungen der Entladung bei den untersuchten Frequenzen, jedoch wird dadurch das Zündpotential beeinflußt.

Das gesamte Aussehen der Entladung sowie die Umrisse und Abmessungen der positiven Säule hängen von der Natur, der Reinheit und dem Druck des Füllgases ab [2104]. Im Wasserstoff beobachtete man eine *geschichtete Hochfrequenzentladung.* Die konstante Potentialdifferenz der entsprechenden Punkte zweier benachbarter Schichten entsprach unter verschiedenen Versuchsbedingungen und bei verschiedener Art der Schichten ungefähr dem Ionisierungspotential des Wasserstoffes oder dem Anregungspotential des Wasserstoffatoms. Durch Sondenmessungen wurde festgestellt [2105], daß in der Hochfrequenzentladung mit Außen- oder Innenelektroden eine eigenartige Verteilung der Raumladungen vorhanden ist, die vom Charakter des schnell wechselnden Feldes (gedämpft oder ungedämpft) und von den einzelnen Versuchsbedingungen, darunter auch vom Gasdruck, abhängt.

Was das Zündpotential der Hochfrequenzentladung anbelangt, das ist diejenige Amplitude der schnell wechselnden Potentialdifferenz an den Elektroden, bei der die Entladung zustande kommt, so ist unter sonst gleichen Bedingungen diese Amplitude in einem bestimmten Frequenzintervall *niedriger* als das Zündpotential bei Gleichstrom. Nach früheren Beobachtungen der Hochfrequenzentladung hängt das Zündpotential von einer Reihe zufälliger Umstände ab. Die kleinste Brennspannung ist stabil und sehr niedrig. In manchen Fällen ist diese Spannung kleiner

als $10^0/_0$ der Spannung bei Gleichstrom. Ein besonders niedriges Potential ergab sich bei Ne zu 15 V, während das Ionisierungspotential von Ne 21,5 V beträgt. Offenbar erfolgt in diesem Fall eine Stufenionisierung wie bei Niedervoltbögen.

In dem beschriebenen Typ der Hochfrequenzentladung haben wir es mit einer schwingenden Bewegung der Elektronen in der Röhre zu tun, und zwar im Takt mit dem schnell wechselnden Feld. Bei einer derartigen Bewegung bewegt sich ein Elektron durch die Beschleunigung des Feldes nicht einfach in diese oder jene Richtung und fliegt nicht einfach von einer Elektrode zur anderen, sondern beschreibt im Gas einen langen Weg mit vielfachen Wendungen. Die große Länge dieses Weges führt zu einer großen Stoßwahrscheinlichkeit eines Elektrons mit den Gasteilchen und zu einer intensiven Ionisierung. Spezielle Prozesse an der Kathode, die die Bildung einer großen Anzahl freier Elektronen verursachen, sind für die Hochfrequenzentladung nicht nötig, da die Vorgänge an den beiden Elektroden in diesem Fall vollkommen gleichartig sind und die notwendige Anzahl freier Elektronen an jedem Röhrenende bei der Ionisierung der Gasteilchen durch Stöße erster Art mit den sich nach der einen oder anderen Seite bewegenden Elektronen gebildet wird.

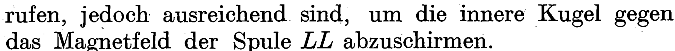
Die positiven Ionen dieser Entladungsart führen ausschließlich zur Bildung eines Raumladungsfeldes, das sich dem schnell wechselnden Feld überlagert und die Anordnung der Entladungsteile in Verbindung mit der Verteilung der konstanten Komponente des Potentials in der Röhre bestimmt [2105]. Dieses Feld führt zu einer großen Fortschreitungsgeschwindigkeit der Elektronen im Gebiet der Elektroden und zu einer kleineren in der Mitte der Röhre. Infolgedessen beobachtet man an den Elektroden ein Leuchten von der gleichen Farbe, wie die des negativen Glimmlichts bei der Gleichstrom-Glimmentladung. In der Röhrenmitte liegt ein leuchtendes Gebiet, das der positiven Säule entspricht.

§ 3. Die elektrodenlose Ringentladung

Bei näherer Betrachtung zeigt sich, daß das Leuchten der elektrodenlosen Ringentladung aus mehreren konzentrischen Gebieten verschiedener Farbe besteht. In der Regel senden die äußeren Ringschichten Spektrallinien höherer Anregungsenergie aus als die inneren Schichten. Die Beobachtung des Leuchtens der äußeren Ringteile der elektrodenlosen Entladung ist daher eine der Methoden zur Beobachtung von Funkenspektren. Diese Methode gestattet es, unter denselben Bedingungen gleichzeitig die Bogenlinien im inneren Teil des Ringes und die Funkenlinien desselben Gases in den äußeren Entladungsteilen zu vergleichen. Die Tatsache, daß die größte Helligkeit beim Einsetzen eines mit Gas gefüllten Kolbens in eine von Hochfrequenz durchflossene Spule beobachtet wird, zeigt, daß die elektrodenlose Hochfrequenzentladung durch die Wirkung eines schnell wechselnden elektromagnetischen Feldes auf die freien Elektronen im Gas verursacht wird.

Sehr anschaulich wird die Existenz dieser Induktionsströme durch folgende Versuche von THOMSON nachgewiesen [2106] (Abb. 285). Mit einem Solenoid LL, das in der Zeichnung im Querschnitt abgebildet ist, wird eine Hochfrequenzentladung in einem doppelwandigen Gefäß angeregt, das aus der kleinen Kugel C und einer

dazu konzentrischen großen Kugel B besteht. Um das Leuchten[1]) im Inneren der Kugel C beobachten zu können, muß das Gas aus der äußeren Kugel B entfernt werden, da die ringförmigen Induktionsströme in B (nach der LENZschen Regel) das Eindringen des sie induzierenden Feldes in die innere Kugel C verhindern. Bei einem solchen Gasdruck in der äußeren Kugel, bei dem das Gasleuchten verschwindet, bleibt die innere Kugel noch dunkel, und nur bei weiterer Verminderung des Druckes in der äußeren Kugel flammt in der inneren Kugel eine leuchtende Hochfrequenzentladung auf. Dies zeigt, daß unter bestimmten Bedingungen durch die äußere Kugel Induktionsströme fließen, die kein sichtbares Leuchten hervorrufen, jedoch ausreichend sind, um die innere Kugel gegen das Magnetfeld der Spule LL abzuschirmen.



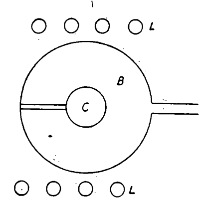
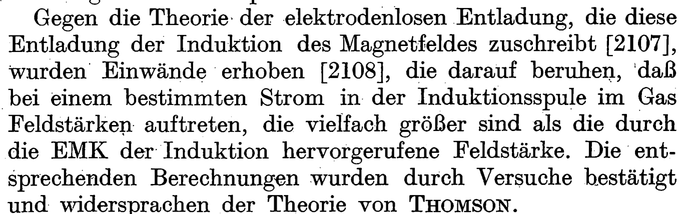


Abb. 285. Skizze der Anordnung der Entladungsröhre und des Solenoiden LL beim THOMSON-Versuch



Gegen die Theorie der elektrodenlosen Entladung, die diese Entladung der Induktion des Magnetfeldes zuschreibt [2107], wurden Einwände erhoben [2108], die darauf beruhen, daß bei einem bestimmten Strom in der Induktionsspule im Gas Feldstärken auftreten, die vielfach größer sind als die durch die EMK der Induktion hervorgerufene Feldstärke. Die entsprechenden Berechnungen wurden durch Versuche bestätigt und widersprachen der Theorie von THOMSON.

Die Ursache dieses Widerspruches wurde von MACKINNON [2110] aufgedeckt. Sie liegt darin, daß J. J. THOMSON seine Versuche mit *gedämpften* Schwingungen durchführte, während die widersprechenden Physiker *ungedämpfte* Schwingungen benutzten; THOMSON hatte es in allen seinen Versuchen mit einer Ringentladung zu tun, die in einem verhältnismäßig *kleinen* Druckbereich entstand, während die anderen das Leuchten der Röhre über einen größeren Druckbereich beobachteten.

MACKINNON führte an einer elektrodenlosen Entladung Untersuchungen mit gedämpften und ungedämpften Schwingungen durch. Bei den Untersuchungen mit Joddampf und Quecksilberdampf mit gedämpften Schwingungen entdeckte er zwei Arten des Leuchtens. Entsprach der Druck des Joddampfes dem Sättigungsdruck bei 0° C, so konnte bei kleiner Amplitude der Schwingungen ein gelbliches Leuchten beobachtet werden, das sich von dem einen bis zum anderen Ende der Röhre ausdehnte. Bei einer Vergrößerung der Schwingungsamplitude nahm die Helligkeit im mittleren Teil der Röhre allmählich zu und ging schließlich spontan in ein helles, grünes, ringförmiges Leuchten über. Die Helligkeit dieses Ringes war so groß, daß sie das ursprüngliche, gelbliche Leuchten der Röhre vollkommen überdeckte. Bei noch weiterer Vergrößerung der Schwingungsamplitude erschienen konzentrisch zum ersten Ring neue grüne Ringe. Diese vereinigten sich dann zuletzt alle in einer hell leuchtenden grünen zylindrischen Ringschicht, welche den gesamten Kolben ausfüllte. Wurde die Entladungsröhre aus der Spule herausgenommen, neben der Spule aufgestellt, derart, daß das die Spule durchsetzende und durch die Potentialdifferenz zwischen den Spulenenden hervorgerufene Feld unverändert blieb, war das grüne ringförmige Leuchten vollkommen verschwunden. In der Röhre blieb lediglich ein schwaches Leuchten zurück. Beläßt man die Röhre in

[1]) Das Leuchten eines mit verdünntem Gas gefüllten Kolbens in der Nähe einer Hochfrequenzleitung beobachtete HITTORFF schon im Jahre 1884 [2109].

der Spule und wird sie durch einen konzentrischen Metallzylinder abgeschirmt, so verschwindet das grüne ringartige Leuchten auf der ganzen Ausdehnung dieses Zylinders. Auf das gelbliche Leuchten übt der Abschirmzylinder keinen Einfluß aus.

Aus diesem und aus einer Reihe anderer Versuche geht eindeutig hervor, daß das gelbliche Leuchten der Joddämpfe in allen Versuchen durch das elektrische Feld zwischen den Spulenenden hervorgerufen wird, während das grüne ringförmige Leuchten durch die Induktionswirkung des Magnetfeldes der Spule hervorgerufen wird und mit der von THOMSON beobachteten Entladungsform identisch ist.

Der Widerspruch dieser Tatsache mit den Berechnungen, nach denen die Feldstärke zwischen den Spulenenden 30mal größer sein muß als die Feldstärke, die die Elektronen bei der zweiten Entladungsform beschleunigt, wird so erklärt: Im Glas der Röhre, das vom hochfrequenten elektrischen Feld durchsetzt wird, treten große *dielektrische Verluste* und damit ein großer Potentialabfall auf. Sonst wird die Bewegung der Elektronen in der ringförmigen Entladung durch nichts behindert. Dagegen wird bei der Bewegung im elektrischen Hochfrequenzfeld parallel zur Spulenachse ein Teil der Elektronen auf die Glaswandungen gelangen und aus der Entladung ausscheiden. Bei Innenelektroden tritt im Glas kein Potentialverlust auf, aber trotzdem weicht die erste Entladungsform von der zweiten (der Ringentladung) ab, wenn die freie Weglänge zu groß wird, um den Elektronen eine ungehinderte Bewegung zu den Elektroden zu gestatten, wo sie sich niederlassen.

Bei der Verwendung eines ungedämpften Generators erhielt man deshalb keine Ringentladung, weil die Amplitude des Stromes bei ein und derselben effektiven Stromstärke (ein und derselben Leistung) bei ungedämpften Schwingungen viel kleiner ist als die maximale Amplitude gedämpfter Schwingungen.

Im leuchtenden Ring der elektrodenlosen Ringentladung existiert die gleiche Elektronenbewegung sowohl bei einer Entladung mit Innen- als auch mit Außenelektroden [2111]. An Stelle einer Bewegung von einem Röhrenende zum andern, vollzieht sich die Schwingbewegung und die Drift der Elektronen im Kreise. Bei sehr kleinen Drucken, wenn für die Elektronenbewegung die Stöße mit den Gasteilchen außer acht gelassen werden können, beträgt die maximale Amplitude x_0 der schwingenden Bewegungskomponente bei einer Frequenz von $1{,}7 \cdot 10^7$ Hz und einer elektrischen Feldstärke von 30 V/cm im Wasserstoffgas: Für ein Elektron $x_0 = 147$ cm, für ein Ion $x_0 = 0{,}08$ cm. Die maximalen Bewegungsgeschwindigkeiten sind für ein Elektron viel größer als für ein positives Ion. Deshalb weichen die positiven Ionen sehr wenig von der Kreisbewegung ab: Ihre Radialbewegung kann außer acht gelassen werden. Die Elektronen bewegen sich auf Kreistangenten und entfernen sich vom Kreiszentrum.

In den äußeren Teilen der Entladung konzentriert sich die negative Raumladung und die Röhrenwandungen werden negativ aufgeladen. Diese Ladungen erzeugen ein zusätzliches Radialfeld, durch das die Elektronen an Stelle der Tangentenbewegung Kreise beschreiben. Die Existenz solcher Raumladungen weist MIERDEL nach, indem er zwei bewegliche Sonden in die Entladung einführt und sie außerhalb der Röhre durch ein empfindliches Galvanometer verbindet. Befanden sich beide Sonden in gleicher Entfernung von der Röhrenachse, zeigte das Galvanometer keinen Strom an. Wenn die Sonden auf demselben Radius standen, floß durch das Galvanometer ein Strom, dessen Richtung anzeigte, daß das Potential der am weitesten von der Röhrenachse entfernten Sonde niedriger ist als das Potential der näher an der Röhrenachse befindlichen Sonde.

Sowohl bei der elektrodenlosen Ringentladung wie auch bei der Entladung mit Außenelektroden erfolgt die Ionisierung durch Elektronenstöße oder durch Stöße metastabiler Atome mit den Gasteilchen. Die Entladung kommt auch ohne Teilnahme der positiven Ionen und ohne Oberflächenionisierung zustande, weil die Elektronenbewegung nach zwei Richtungen erfolgt und weil sich bei der Ringentladung alle Elektronen im Kreise bewegen.

Berechnet man die elektrische Feldstärke und multipliziert man diese mit dem Kreisumfang, so läßt sich formal ein *Zündpotential der Ringentladung* definieren. Dieses Potential hängt außerdem vom Produkt pd ab, wie das Zündpotential einer Gleichstromentladung, was die Kurven der Abb. 286 [2112] veranschaulichen.

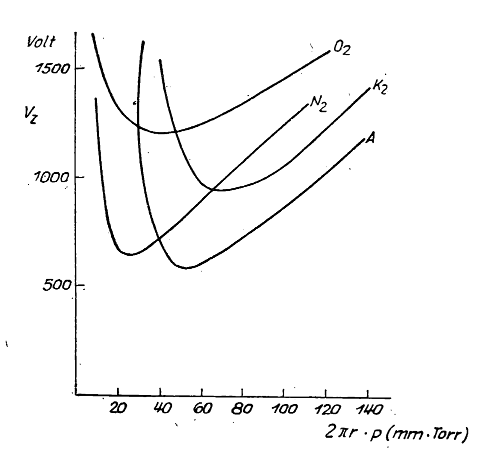


Abb. 286. Die „PASCHEN-Kurven" für die hochfrequente Ringentladung

Die oben gezeigten Besonderheiten der elektrodenlosen Ringentladung sind völlig verständlich, da infolge der Abhängigkeit der Amplitude E_0 des elektrischen Feldes von r die Elektronengeschwindigkeit um so größer sein muß, je größer der Halbmesser des von ihnen beschriebenen Ringes ist.

Bezüglich des Entladungsspektrums bemerken wir, daß bei der elektrodenlosen Ringentladung im Wasserstoff eine sehr große Intensität des BALMER-Spektrums beobachtet wird, das von Spektrallinien so hoher Ordnung begleitet ist, wie sie unter anderen Laboratoriumsbedingungen nicht zu beobachten sind und nur in Sternspektren angetroffen werden. Dies weist auf eine hohe Konzentration der angeregten Wasserstoffatome bei einer Ringentladung hin. Mit dem hohen Dissoziationsgrad ist die verstärkte Härtung des Gases bei der elektrodenlosen Entladung in Verbindung zu bringen sowie das oft bei dieser Entladungsform beobachtete Nachleuchten. Über Hochfrequenzentladungen bei niedrigen Drucken siehe auch [2113—2142].

§ 4. Die Hochdruck-Hochfrequenzentladungen

Bei Gasdrucken von etwa einer Atmosphäre und Frequenzen von einigen 10 MHz erinnert die Hochfrequenzentladung ihrem Aussehen nach an Gleichstrom-, Funken-, Korona- und Bogenentladungen bei gleichen Drucken. Die Hochfrequenzentladung ist bei Laboratoriumsuntersuchungen am leichtesten an einer Spitze oder an einem zylindrischen Leiter von kleinem Durchmesser zu verwirklichen. Dann beobachtet man auf dem Untergrund des allgemeinen Gasleuchtens an der Spitze oder an dem Leiter schnell aufeinanderfolgende leuchtende unvollendete Streamerkanäle. Diese Entladungsart, die an die Büschelentladung erinnert, heißt Hochfrequenzkorona. Bei Erhöhung der Spannung zwischen den Elektroden werden die Streamer heller,

erreichen die andere (koronafreie) Elektrode und gehen bei genügender Ergiebigkeit der Stromquelle in den *Hochfrequenzbogen* über. Bei kleiner Stromleistung bildet sich kein Bogen, sondern es erfolgt *ein hochfrequenter Funkendurchbruch*. Bei Frequenzen von ca. 10 MHz an treten neue durch kapazitive Ströme hervorgerufene Erscheinungen auf, und es entsteht eine sogenannte *Fackelentladung*. Zu allen diesen Entladungsarten ist eine sehr geringe Anzahl experimenteller Daten veröffentlicht worden. Noch weniger sind theoretische Erklärungen der beobachteten Erscheinungen bekannt geworden. Die unten folgenden Ausführungen können deshalb noch keine restlose Vollkommenheit und Klarheit beanspruchen.

Bei der Hochfrequenz-Funkenentladung wurde lediglich die Amplitude der Durchbruchsspannung untersucht. Die ersten Arbeiten mit gedämpften Hochfrequenzschwingungen, darunter auch die Arbeit von LEONTJEWA [2143], zeigten, daß die Funkendurchbruchsspannung bis zu einer Frequenz von annähernd 1 MHz beinahe unverändert blieb, um dann mit der Frequenz anzusteigen. Spätere Untersuchungen mit ungedämpften Schwingungen führten zu anderen Ergebnissen. In der Niederdruck-Hochfrequenzentladung bleibt die Durchbruchsspannung beim Übergang von tiefen zu hohen Frequenzen anfangs konstant, fällt dann ab und steigt bei Frequenzen von einigen MHz auf größere Werte an als bei tiefen Frequenzen, wie das beispielsweise die Kurve der Abb. 287 aus der Arbeit [2152] zeigt.

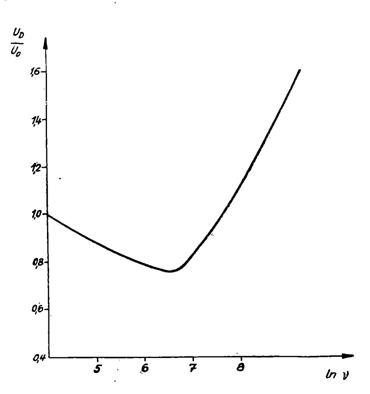


Abb. 287. Das Verhältnis der Durchbruchsspannung bei Hochfrequenz zur Durchbruchsspannung bei Gleichstrom in Abhängigkeit von der Frequenz

Alles oben Gesagte bezieht sich auf den Hochfrequenzdurchbruch in atmosphärischer Luft bei einer Elektrodenkonfiguration, die einen unvollendeten Durchbruch in Form einer Hochfrequenzkorona ausschließt.

Die Hochfrequenzkorona tritt wie die Gleichstromkorona nur dann auf, wenn das Verhältnis des Elektrodenabstandes zum Krümmungshalbmesser der Koronaelektrode größer als ein bestimmter Wert ist (für jede gegebene geometrische Konfiguration der Elektroden). Diejenigen Experimentatoren, die die Amplitude der Anfangsspannung der Korona gemessen haben, kommen zu dem Schluß, daß sich die Anfangsspannung der Hochfrequenzkorona bei einer Frequenzerhöhung ähnlich wie die Spannung des hochfrequenten Funkendurchbruches verhält.

Das visuelle Bild der Hochfrequenzkorona unterscheidet sich bedeutend von der Gleichstromkorona oder der Niederfrequenzkorona. Die wechselnden, stets aufeinanderfolgenden schwachen leuchtenden Fäden, die irgendwo im Entladungsraum enden, sind bedeutend heller, ausgeprägter und zahlreicher als bei der Gleichstromkorona, werden jedoch von einem schwächeren Schalleffekt begleitet. Nach den Beobachtungen P. A. PETROWS [2144] erreicht die Länge des Entladungsbüschels bei 50 Hz und 100 kV Spannung 20—30 cm und wird von einem lauten Knistern begleitet, während bei einer Frequenz von 0,75 MHz die Länge der leuchtenden Kanäle bei gleicher Spannung bis zu 1 m reicht, wobei das durch die Entladung verursachte Geräusch bedeutend schwächer ist. Bei konstanter Spannung ist das Entladungs-

büschel auf der Oberfläche der Elektrode fixiert. Bei Hochfrequenz wandert das Büschel schnell auf der Oberfläche der Elektrode. Die von PETROW gefundene Abhängigkeit der Anfangsspannung der Korona von der Frequenz für einen speziellen Fall zeigt Abb. 288.

ASAMI beobachtete und photographierte mit Hilfe einer KERR-Zelle eine Hochfrequenzentladung sowohl während der positiven als auch während der negativen Halbperiode [2145]. Das zeitlich nicht zerlegte Bild der Hochfrequenzkorona war

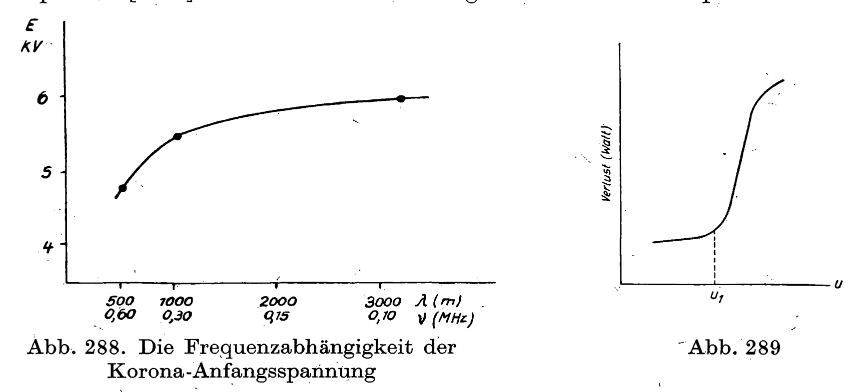


Abb. 288. Die Frequenzabhängigkeit der Korona-Anfangsspannung

Abb. 289

fast identisch mit den Aufnahmen während der positiven Halbperioden. Hieraus kann man schließen, daß das Leuchten der Hochfrequenzkorona während der positiven Halbperioden viel heller ist als während der negativen.

Die Hochfrequenzkorona an einer Hochfrequenzleitung (an Antennen und deren Zuleitungen) bedingt einen Leistungsverlust, analog den Verlusten bei der niederfrequenten Hochspannungsübertragung. Deshalb ist die Klärung der Bedingungen für die Entstehung der Hochfrequenzkorona bei Hochspannung, ihre Stromstärke und Leistung ein sehr aktuelles Problem. Die Formel von PEEK für die Anfangsfeldstärke der Korona und die Formeln von PEEK und HOLM für die Koronaverluste sind auf diesen Fall nicht anwendbar. Außerdem muß man mit einem kapazitiven Strom im Entladungsraum und den damit verbundenen dielektrischen Verlusten rechnen. Die dielektrischen Verluste müssen proportional zur Spannungsamplitude ansteigen. Bei der Koronaentladung steigen die Gesamtverluste steil an, wie es die Kurve der Abb. 289 aus der Arbeit von P. A. PETROW [2144] zeigt.

Es ist natürlich vorauszusetzen, daß die Anfangsspannung bei sehr hohen Frequenzen aus den gleichen Gründen ansteigen muß wie die Zündspannung der anderen Arten der Hochfrequenzentladung. Mit dem Ansteigen von U_z der Entladung erfolgt gleichzeitig auch eine Verminderung der Stromstärke bei ein und derselben Spannung. Deshalb kann man sicher annehmen, daß in der Hochfrequenzkorona das Verhältnis der dielektrischen Verluste zum gesamten Leistungsverlust bei Erhöhung der Frequenz ansteigen muß. Es ist anzunehmen, daß dieser Umstand eine der Ursachen ist, weshalb bei Frequenzen von mehreren MHz in Abhängigkeit von der Leistung des Generators die Hochfrequenzkorona in die Fackelentladung übergeht, für deren Entstehung bei diesen Frequenzen eine weitere Erhöhung der Frequenz günstig ist. Über die Hochfrequenzkorona und über die hochfrequente Funkenentladung siehe auch [2146—2174].

Die *Fackelentladung* wurde erstmals von dem sowjetischen Ingenieur Prof. S. J. Silitinkewitsch im Jahre 1928 entdeckt [2175]. (Siehe auch [2176].) Diese Entladung entsteht in atmosphärischer Luft in Gestalt einer leuchtenden, sich vertikal nach oben ausweitenden Säule (ähnlich der Flamme einer Fackel oder Kerze), an den Stellen einer Leiter- oder Spulenoberfläche des Hochfrequenzschwingkreises, wo ein Spannungsbauch vorhanden ist. Man kann eine Fackel auch künstlich an anderen Stellen hervorrufen. Die Fackel ist um so länger, je größer die Amplitude und die Schwingleistung in dem Punkt des Schwingkreises ist, von dem die Fackel ausgeht. Sind die Schwingungen im Schwingkreis leistungsstark, so können gleichzeitig zwei Fackeln existieren. Wenn eine Spitze auf der Leiteroberfläche des Schwing-

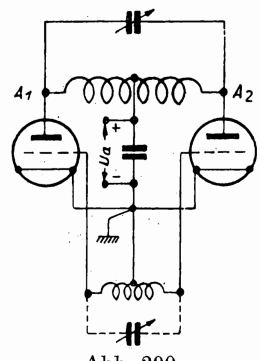


Abb. 290.
Schaltbild eines Kurzwellengenerators für Wellenlängen von 50 bis 5 m

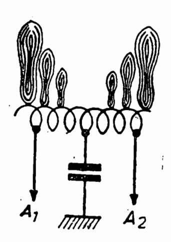


Abb. 291.
Die Fackellänge in Abhängigkeit von der Lage der Spannungsbäuche

kreises vorhanden ist, so entsteht die Fackel von selbst. Auf einem glatten Leiter kann man eine Fackel erzeugen, indem man diesen Leiter mit einem Metallstäbchen berührt, das an einem Glasstab oder einem Stab aus anderem Isolierstoff befestigt ist. Bei der Entfernung dieses Stäbchens vom Leiter entsteht zuerst ein Hochfrequenzbogen, dann reißt der Bogen ab und geht in eine Fackel über. Man kann auch die Stelle, an der eine Fackel auftreten soll, vorher stärker als bis zur Rotglut erhitzen. In allen von Silitinkewitsch beobachteten Fällen zeigt die Fackel eine dem Spektrum des Leitungsmetalles entsprechende Farbe. Eine Fackel an einer Spitze bringt den Leiter zum Schmelzen. Die Fackelentladung wurde von Silitinkewitsch bei Schwingungsamplituden von 6,5 bis 11 kV und einer Schwingleistung von 2—3 kW (die Leistung der Fackel beträgt einige hundert Watt) bei Frequenzen von 6 MHz und höher beobachtet. In Abb. 290 ist das Schaltbild des von Silitinkewitsch verwendeten Kurzwellengenerators dargestellt. Abb. 291 zeigt eine schematische Darstellung der Fackelentladung an verschiedenen Punkten der Spule A_1A_2. Die Randpunkte entsprechen dem Spannungsbauch.

Der sowjetische Ingenieur Neumann sprach als erster die Vermutung aus, daß der Stromkreis einer Fackel entweder über die Erde oder über einen anderen Punkt des Hochfrequenzschwingkreises kapazitiv geschlossen ist [2177]. Die hochfrequente Bogenentladung, die bei der Zündung einer Fackel zwischen einem Leiter und einem isolierten Metallstäbchen entsteht, wird durch die Kapazität Zündstäbchen — Erde

unterhalten. Nach dem Abreißen des einmal gezündeten Bogens stellt die brennende Fackel ein ionisiertes Gasvolumen dar, das eine gewisse Kapazität gegen Erde besitzt. Die Ionisierung der Luft in der brennenden Fackel wird durch den kapazitiven Strom aufrechterhalten, der durch diese Kapazität zur Erde fließt. Das Ersatzschaltbild kann man daher wie in Abb. 292 darstellen. In dieser Abbildung ist der Ohmsche Widerstand des ionisierten Gases in der Fackelflamme mit R bezeichnet. C ist die Kapazität Fackel — Erde, O der Entstehungspunkt der Fackel. Der Gesamtwiderstand im Stromkreis der Fackel beträgt

$$Z = \sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}. \tag{820}$$

Dieser Widerstand und diejenige *kritische Spannung*, bei der die Fackel brennen kann, ist um so kleiner, je höher die Frequenz der die Fackel speisenden Schwingungen ist.

An einer beliebigen Spitze entsteht bei genügend hoher Spannung eine Korona. Ist die Anfangsspannung der Hochfrequenzkorona höher als die kritische Spannung der Fackel, so geht die Korona unverzüglich in die Fackelentladung über. Daher ist die für die Entstehung der Fackel (ohne Zündung) notwendige Spannung, die Neumann die *Gesamtspannung der Fackel* nennt, nach seiner Theorie gleich der *Anfangsspannung der Korona* für den gegebenen Punkt des Leiters bei der gegebenen Frequenz. Beim Übergang von tiefen Frequenzen zu höheren wird die kritische Spannung der Fackel herabgesetzt, gleichzeitig wird der kapazitive Widerstand Fackel — Erde verringert. Bei der Frequenz, bei der die kritische Spannung der Fackel gleich der Anfangsspannung der Korona ist, entsteht an Stelle einer Hochfrequenzkorona eine Fackel. Da die Anfangsspannung der Hochfrequenzkorona und die kritische Spannung der Fackel außer von der Frequenz noch von einer ganzen Reihe von Bedingungen abhängen (Gasdruck, Spitzenform usw.), so hängt von diesen Bedingungen auch die Frequenz ab, unterhalb der eine Fackel und oberhalb der eine Korona beobachtet wird.

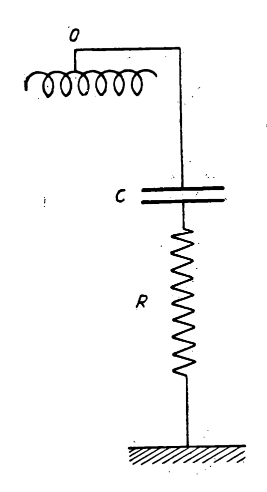


Abb. 292. Ersatzschaltbild einer Fackel

Für die Existenz einer Fackel ist eine bestimmte Leistung erforderlich, die für das Gleichgewicht der geladenen Teilchen und das thermische Gleichgewicht in der Fackelflamme notwendig ist. Die Länge dieser Flamme ist um so größer, je größer die Spannung an der Fackel und je größer die von ihr verbrauchte Leistung ist.

Da die Fackel beim Abreißen eines in freier Luft brennenden Bogens entsteht, so muß die Fackelform in erster Näherung durch die gleichen Erscheinungen bedingt sein, die die Form eines durch Konvektionsströme des Gases bestimmten (stabilisierten) Bogenkanals bedingen[1]). Es ist jedoch nicht statthaft, alle uns bekannten Daten der Bogenentladung unverändert auf eine Fackel anzuwenden, da im Vergleich zum Kanal oder zur Flamme des gewöhnlichen, atmosphärischen Gleich-

[1]) Siehe S. 438.

strombogens auf die Fackelflamme und deren Verhalten die spezifischen Bedingungen der Hochfrequenzentladung einen Einfluß ausüben müssen.

Eine ganze Reihe Untersuchungen über die Fackelentladung stammt von dem sowjetischen Physiker A. M. PROKOFJEW [2178—2183, 2220]. Er untersuchte die Fackelentladung mit Elektroden verschiedenen Materials (W, Ta, Cr, Cu, Fe, Mo, C, Ni, Pb, Sb, Bi, Zn, Na, K, Mn, Sn) und stellte den Einfluß des Elektrodenmaterials auf die Erscheinungen in der Fackel fest. Dieser Einfluß besteht nicht nur in einer Veränderung der Fackelstrahlung durch die verschiedenen Metalldämpfe im Flammengebiet, sondern auch in einer Vergrößerung des Wirkungsgrades η der Fackel. Unter η versteht man hier das Verhältnis vom Leistungsbedarf der Fackel zu der dem Hochfrequenzgenerator zugeführten Gesamtleistung. Man kann voraussetzen, daß η um so größer sein wird, je günstiger die Ionisierungsbedingungen in der Fackel sind oder mit anderen Worten, je kleiner der OHMsche Widerstand der Fackel ist. Das Experiment bestätigt diese Annahme. Metallelektroden, die eine kleine Austrittsarbeit und ein niedriges Ionisierungspotential besitzen (Na, K, Sn im Vergleich zu W, Ta, Cr), erhöhen η unter sonst gleichen Bedingungen. Bei steigender Fackelleistung, bei der der Metalldampfdruck in der Flamme ansteigt, ist ebenfalls ein bedeutender Anstieg von η zu beobachten.

Nach den Beobachtungen von PROKOFJEW entsteht auf einem Nichtleiter (Porzellan, Glas u. a.) ohne Zündung keine Fackelentladung, doch ist sie unschwer zu erzielen, wenn man aus dem Nichtleiter einen Funken zieht. Bei der Untersuchung der Konzentration der negativen und positiven Ionen, die aus der Fackelflamme diffundieren, fand PROKOFJEW die in Abb. 293 schematisch dargestellte Konzentrationsverteilung. Er stellte fest, daß die durch Strahlung eines radioaktiven Präparates gebildeten Ionen in der Luft die Spannung zur Bildung einer Hochfrequenzkorona und einer Fackelentladung verringern und daß ein äußeres Feld im Raum, in dem die Fackel brennt, Ausdehnung und Leistung der Fackel herabsetzt, da ein äußeres Feld die Ionen von der Fackel absaugt. Der Ionenstrom in Richtung auf die Elektroden, die das äußere Feld erzeugen, erreichte 10^{-5} A bei einer Fackelleistung von 300 W und einer Elektrodenspannung von 18 kV. Zur Fackelbildung unter dem Einfluß eines konstanten äußeren Feldes ist nach Messungen von PROKOFJEW aus dem gleichen Grunde eine große Spannungsamplitude an der Fackelelektrode notwendig. Auf dem Einfluß eines äußeren Feldes auf die Fackelentladung beruht die Wirkungsweise des von PROKOFJEW konstruierten (Fackel-) Ionenzählers [2179, 2182, 2183, 2220].

Die Veränderung der äußeren Gestalt und die Anordnung der verschiedenen Flammenteile der Fackelentladung bei verschiedenem Druck von 2 Atm bis zu 0,2 Torr untersuchte J. MATWEJEW [2184]. Er stellte Analogien zwischen den verschiedenen Gebieten einer Fackel und den Gebieten einer Glimmentladung fest. Es gelang, Fackelentladungen bei Drucken bis zu 3 Atm zu erzeugen.

In einer Arbeit der rumänischen Physiker CRITESCU und GRIGOROVICI [2188] wird die Temperaturverteilung im Inneren einer Fackelflamme untersucht. Die Temperatur wurde durch die Intensitätsverteilung der Bandenlinien des Molekülspektrums und nach der Methode der Umkehr von Spektrallinien festgestellt. Der Unterschied der Meßergebnisse nach beiden Methoden lag innerhalb der Meßgenauigkeit, etwa im Bereich von $\pm$ 100°C. Die Messungen wurden bei Frequenzen von 62,5 MHz und 84,5 MHz durchgeführt. Bei höheren Frequenzen war die Tem-

peratur höher. Die Meßergebnisse sind in Abb. 294 wiedergegeben. In dieser Abbildung sind auch die verschiedenen Teile der Fackelentladung dargestellt.

Unter der Voraussetzung, daß in sämtlichen Teilen der Fackel, mit Ausnahme der leuchtenden Haut an der Elektrode thermisches Gleichgewicht herrscht, und unter Benutzung der SAHA-Formel berechnen die Verfasser die durch die thermische Ionisierung bedingte Elektronenkonzentration. Sie fanden, daß diese Konzentration zur Stromübertragung innerhalb der Fackelflamme ausreicht, aber daß sie im Bereich der leuchtenden Haut an der Elektrodenoberfläche zu gering ist. Die stark hervortretenden Banden des N_2-Molekülspektrums mit hohem Anregungspotential und die scharfe Grenze der leuchtenden Haut deuten auf schnelle Elektronen in dieser Haut hin. Diese Elektronen erhalten ihre Energie zweifellos durch das starke Feld, das durch die Geometrie der Elektroden und die Anordnung der Raum-

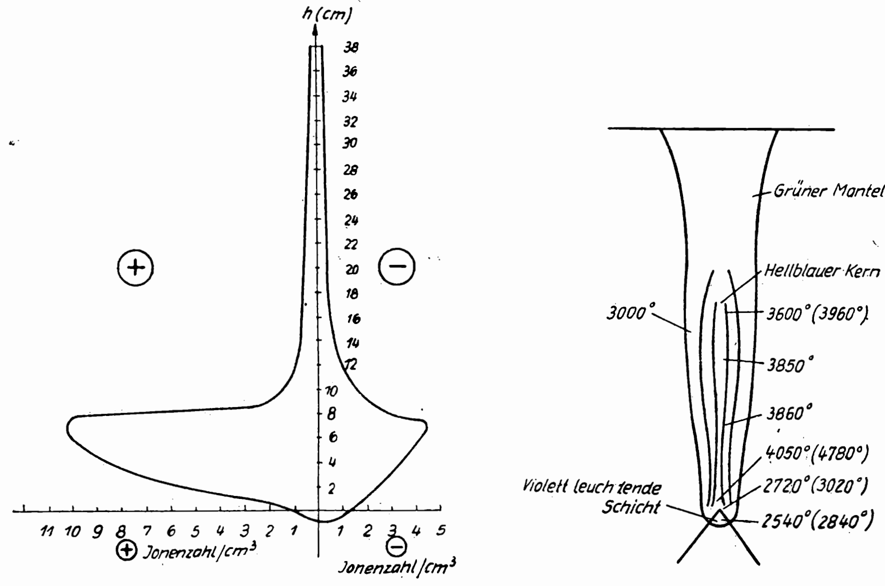


Abb. 293. Ionenkonzentration um eine Fackel in Abhängigkeit von ihrer Höhe

Abb. 294. Die Temperaturverteilung in der Fackelentladung

ladungen bedingt ist. Somit bringt die Arbeit von CRITESCU und GRIGOROVICI gewisse Aufklärung über die Elementarprozesse, die in der Fackelentladung vor sich gehen. Zusammen mit den oben dargelegten Untersuchungen der sowjetischen Physiker ergibt sich Material, das eine eingehendere Theorie der Fackelentladung erlaubt. Über die Fackelentladung siehe auch die Arbeiten von GONOROWSKI [2185], SEREBRJAKOW [2186, 2187] und MOTSCHALOW [2190—2192].

Das Spektrum der Fackelentladung unterscheidet sich grundlegend von den Spektren der anderen Typen der Hochfrequenzentladung [2145, 2181, 2189]. Die neuesten Untersuchungen dieses Spektrums stammen von MOTSCHALOW [2190—2194]. PROKOFJEW [2181] hebt eine Reihe von Vorteilen der Fackelentladung für die Spektralanalyse hervor.

Über den Hochfrequenzbogen liegen in der Literatur keinerlei experimentelle bzw. theoretische Angaben vor, ausgenommen die Fragen, die die Anwendung des Hochfrequenzbogens bei der Spektralanalyse betreffen.

§ 5. Die Theorie der Hochfrequenzentladungen

Die bisher veröffentlichten Theorien der Hochfrequenzentladung erfassen nur die Ionisierungsprozesse des Gases durch Elektronenstöße, wie sie durch den TOWNSEND-Koeffizienten α beschrieben werden. Theoretische Arbeiten über den Streamerdurchbruch bei hohen Frequenzen gibt es in der Literatur bislang nicht.

Die Elektronenbewegung in der Hochfrequenzentladung kann auf dreierlei Art erfolgen.

Fall A. Der Gasdruck ist so klein und die Entladungsfrequenz des Wechselfeldes so hoch, daß man die Stöße der Elektronen mit den Gasteilchen während einer Periode vernachlässigen kann. Die einfache Lösung der Gleichung für die Elektronenbeweglichkeit zeigt, daß sich in diesem Fall die Elektronenbewegung aus einer fortschreitenden und einer schwingenden Bewegung zusammensetzt, wobei Größe und Richtung der Bewegung von der Phase ωt_0 des Wechselfeldes $E = E_0 \sin \omega t$ abhängt, die im Augenblick des Beginns der Bewegung herrscht. Die Integration der Gleichung der Elektronenbewegung ergibt in diesem Fall:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_0 \sin \omega t\,, \tag{821}$$

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{e E_0}{m\omega} \cos \omega t + C_1\,, \tag{822}$$

$$x = -\frac{e E_0}{m\omega^2} \sin \omega t + C_1 t + C_2\,. \tag{823}$$

Die Konstante C_2 können wir gleich Null setzen, wenn wir den Nullpunkt der x-Koordinate entsprechend wählen. Die Konstante C_1 wird aus folgender Bedingung bestimmt: Zur Zeit t, dem Beginn der Elektronenbewegung (d. h. in dem Augenblick, da das freie Elektron in Erscheinung tritt), ist $\frac{dx}{dt} = 0$. Hieraus folgt:

$$C_1 = \frac{e E_0}{m\omega} \cos \omega t\,. \tag{824}$$

Für verschiedene Anfangsphasen ωt_0 ergibt die Gleichung (824):

$$\text{bei} \left\{ \begin{matrix} \omega t_0 = 0, \\ \omega t_0 = \pi \end{matrix} \right\} \; C_1 = \pm \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega}\,,$$

$$\text{bei} \left\{ \begin{matrix} \omega t_0 = \frac{\pi}{2}\,, \\ \omega t_0 = \frac{3}{2}\pi \end{matrix} \right\} \; C_1 = 0\,, \tag{825}$$

$$\text{bei} \quad \omega t_0 = \pi \qquad C_1 = -\frac{e}{m_0} \frac{E_0}{\omega}\,.$$

Beginnt ein Elektron seine Bewegung dann, wenn $\omega t_0 = \frac{\pi}{2}$ oder $\frac{2}{3}\pi$ ist, so ist seine Bewegung eine gewöhnliche harmonische Schwingung um eine gewisse Gleichgewichts-

lage. Für alle anderen Werte ωt_0 überlagert sich der harmonischen Schwingbewegung des Elektrons eine fortschreitende Bewegung in dieser oder jener Richtung. Die Geschwindigkeit dieser Bewegung ist für $\omega t_0 = 0$ oder für $\omega t_0 = \pi$ am größten. Die Oszillationsgeschwindigkeit des Elektrons beträgt:

$$v_{\text{Osz}} = -\frac{e E_0}{m \omega} \cos \omega t = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right), \tag{826}$$

d. h. die Oszillationsgeschwindigkeit des Elektrons ist in der Phase stets um eine Viertelperiode hinter der Feldstärke zurück.

Fall B. Gasdruck und Frequenz sind darart, daß sich für eine sehr kurze Zeit der Periode infolge der großen Stoßzahl mit den Gasteilchen eine gerichtete Elektronenbewegung ausbildet, deren Geschwindigkeit nach Größe und Richtung gleich dem Produkt aus dem Momentanwert der Feldstärke und der Elektronenbeweglichkeit ist und folglich immer phasengleich mit der Feldstärke ist:

$$v_{\text{Osz}} = K_e E = K_e E_0 \sin \omega t . \tag{827}$$

Dieser Fall gilt bei hohem Gasdruck bis zu sehr hohen Frequenzen.

Fall C. Gasdruck und Frequenz sind derart, daß die Grenzfälle A und B nicht mehr näherungsweise zutreffen.

Im Fall A hat es wegen der geringen Wechselwirkung der Elektronen mit den Gasteilchen keinen Sinn, von einer Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen zu sprechen. Im Fall B handelt es sich um einen Entladungszustand, der dem Zustand des Plasmas bei Gleichstrom nahe kommt. Im Fall C kann man den Zustand des Gases bei entsprechenden quantitativen Änderungen der Parameter näherungsweise wie ein Plasma bei Gleichstrom betrachten. Die Ionisierungsintensität hängt von der Geschwindigkeitsverteilung der Plasmaelektronen ab. Im Fall B ähnelt die Geschwindigkeitsverteilung gut etwa der bei Gleichstrom, im Fall C sind bedeutendere Abweichungen von dieser Verteilung zu erwarten, wie die in den letzten Jahren erschienenen theoretischen Arbeiten zeigen [2195—2198]. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen führen zu gewissen allgemeinen Erkenntnissen, von denen wir hier die Anwendung des Ähnlichkeitsgesetzes auf die Hochfrequenzentladungen skizzieren.

Ausgehend davon, daß die Eigenschaften und die Zustände der Hochfrequenzentladungen wesentlich durch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bestimmt werden, wird in der Arbeit [2196] folgende Definition für ähnliche Entladungen gegeben: Zwei Entladungen sind dann ähnlich, wenn die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in entsprechenden Punkten dieselbe ist. Die Ähnlichkeitsgesetze werden wie folgt formuliert: Zwei Entladungen sind dann ähnlich, wenn die Werte $\frac{E}{N}$, $\frac{\omega}{N}$, Nx und $\frac{n}{N}$ einander gleich sind, wobei n die Elektronenkonzentration, N die Konzentration der neutralen Gasteilchen, E die Feldstärke, ω die Kreisfrequenz des Feldes und x die Ortskoordinate im Entladungsraum sind. Kann man die Rekombination im Gasvolumen vernachlässigen, so entfällt die Bedingung $\frac{n}{N} = \text{const}$. Kann man außerdem die Elektronendiffusion zu den Grenzen des Entladungsgebietes außer acht lassen, so entfällt auch die Bedingung $Nx = \text{const}$, und für die Ähnlichkeit zweier Entladungen ist lediglich erforderlich, daß $\frac{E}{N} = \text{const}$ und $\frac{\omega}{N} = \text{const}$ sind, oder wenn man N und ω durch die ihnen proportionalen Größen p (Druck) und $\frac{1}{\lambda}$ (λ ist die der Frequenz ω entsprechende Wellenlänge)

ersetzt

$$\frac{E}{p} = \text{const und } p\lambda = \text{const.} \tag{828}$$

Ein wesentlicher Ausgangspunkt zur Erklärung des hochfrequenten Gasdurchbruchs ist die Ermittlung eines Kriteriums, das diesen Durchbruch bedingt. Dieses Kriterium wird von den verschiedenen Verfassern verschieden gewählt. Recht anschaulich und einen recht weiten Frequenzbereich umfassend ist das Kriterium für den Fall A der im Jahre 1948 veröffentlichten Theorie von HALE [2199]. Als Kriterium für den Durchbruch stellt er die Bedingung auf: Die Elektronenenergie am Ende einer freien Weglänge soll gerade gleich der Ionisierungsenergie der Gasteilchen sein. HALE geht hierbei von den vorher angeführten Gleichungen (822) und (823) aus. Deshalb ist seine Theorie nur auf den Fall A, d. h. für niedrigen Gasdruck anwendbar.

Bezeichnen wir den Zeitpunkt, in dem ein Elektron mit einem Gasteilchen am Ende einer freien Weglänge λ_e zusammenstößt mit t, so kann man das Kriterium von HALE durch folgende transzendenten Gleichungen ausdrücken:

$$E_0 \frac{eT}{m 2\pi}\left[(t-\tau)\cos 2\pi\frac{\tau}{T} - \frac{T}{2\pi}\sin 2\pi\frac{t-\tau}{T}\right] = \lambda_e, \tag{829}$$

$$E_0 \frac{eT}{m 2\pi}\left[\cos 2\pi\frac{\tau}{T} - \cos\frac{2\pi(t-\tau)}{T}\right] = \left(2\frac{e}{m}U_i\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{830}$$

dabei ist T die Periode des hochfrequenten Feldes.

Die Zeit wird vom Beginn einer Wechselspannungsperiode an gerechnet, τ ist der Zeitpunkt, in dem das freie Elektron in Erscheinung tritt und t der Zeitpunkt, in dem der erste Stoß mit dem Gasteilchen erfolgt. Aus diesen Gleichungen folgert HALE, daß die zum Durchbruch erforderliche Feldstärke E_0 für diejenigen Elektronen am kleinsten sein wird, für die $\tau = 0$ oder π ist. Diese Elektronen treten also zu einem Zeitpunkt in Erscheinung, in dem die Feldstärke Null ist. Für diesen Fall gehen die Gleichungen (829) und (830) über in

$$E_0 \frac{eT}{m 2\pi}\left(1 - \cos 2\pi\frac{t}{T}\right) = \left(2\frac{e}{m}U_i\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{831}$$

$$E_0 \frac{eT}{m 2\pi}\left(t - \frac{T}{2\pi}\sin 2\pi\frac{t}{T}\right) = \lambda_e. \tag{832}$$

HALE löst die Gleichungen (831) und (832) für Hochfrequenzentladungen in den Gasen Ar, Kr, Xe und He und kommt zu folgenden Resultaten:

Mit zunehmender Frequenz $f = \frac{1}{T}$ muß die Amplitude der Durchbruchsfeldstärke zuerst fallen und dann wieder ansteigen, wie das die Kurven der Abb. 295 für Ar zeigen. In dieser Abbildung ist auf der Ordinatenachse die Feldstärke E_0 in V/cm, bei der der Durchbruch erfolgt, aufgetragen und auf der Abszissenachse die Frequenz f in MHz. Kurvenparameter ist der Gasdruck p. Bei jedem Druck (d. h. bei bestimmten Werten für die freie Weglänge eines Elektrons) hat E_0 für $t = \frac{3}{8}T$ ein Maximum. Mit zunehmendem Gasdruck steigen die Minimalwerte von E_0 an und verlagern sich in Richtung hoher Frequenzen. Die Minima werden weniger ausgeprägt. Die Kurven der Abb. 295 haben eine gemeinsame Tangente OP, die durch den Koordinatenanfang verläuft. Der Berührungspunkt jeder Kurve liegt etwa bei $t = \frac{7}{16}T$.

Die Abhängigkeit der Durchbruchsfeldstärke E_0 vom Druck hat den gleichen Verlauf wie die PASCHEN-Kurven für die Gleichstromentladung. Die Kurven für $E_0 = f(p)$ sind in Abb. 296 für Frequenzen von 40 bis 180 MHz dargestellt. Die Amplitude der Durchbruchsspannung U_z kann berechnet werden, wenn die Feldstärke E_0 als räumlich konstant angenommen wird. Einen Vergleich der Kurven $U_z = f(f)$ für verschiedene Gase vermittelt Abb. 297.

Die theoretischen Ausführungen von HALE decken sich qualitativ mit den experimentellen Kurven von THOMSON sowie mit seinen eigenen Messungen bei Ar und Xe. Bei seinen Berechnungen benutzt HALE die gaskinetischen Werte für λ und berücksichtigt den RAMSAUER-Effekt nicht.

Ein anderes, weniger genaues Kriterium des hochfrequenten Durchbruches stammt

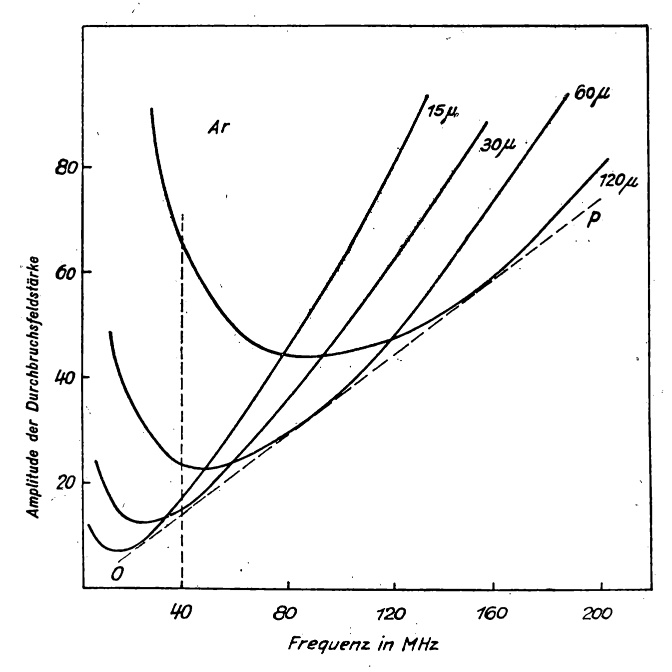


Abb. 295. Berechnete Werte der Durchbruchsfeldstärke

von MARGENAU und HARTMANN [2196]. Dieses Kriterium basiert darauf, daß mit einer Vergrößerung von E das Verhältnis $\frac{n}{N}$ der Elektronenkonzentration zur Konzentration der neutralen Gasteilchen beim Durchbruchswert von E schnell ansteigt. Zur Bestimmung der Durchbruchsfeldstärke muß man die Kurven $\frac{n}{N} = f(E)$ mit Hilfe der Theorie des Hochfrequenzplasmas aufstellen. Die auf diese Weise bestimmten theoretischen Durchbruchswerte $E = 9$ V/cm für Ne und $E = 19$ V/cm für He bei einem Druck von ca. 10 Torr sind niedriger als die experimentell ermittelten Werte und hängen nicht vom Druck ab.

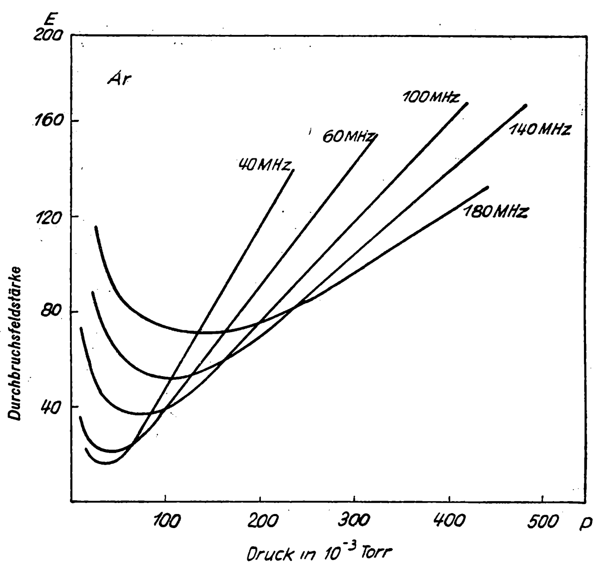


Abb. 296. Abhängigkeit der Durchbruchsfeldstärke (Amplitudenwerte) vom Druck für den Durchbruch in Ar bei verschiedenen Frequenzen

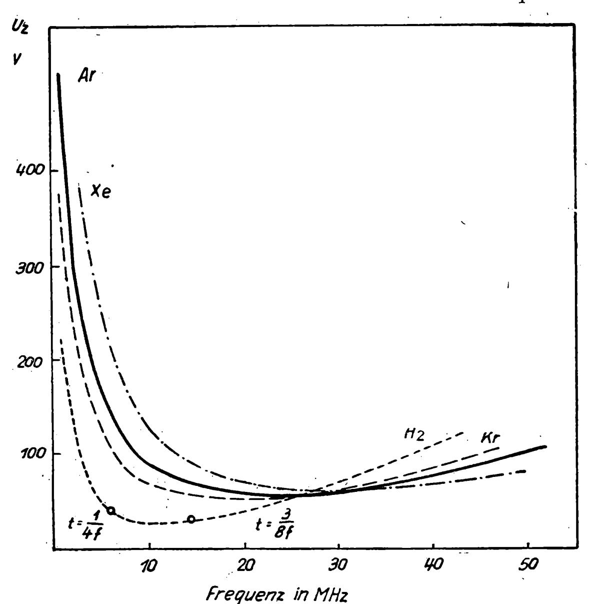


Abb. 297. Theoretische Kurven für U_z (Amplitudenwerte) in Abhängigkeit von der Frequenz für eine Entladungsstrecke von 5 cm in Ar, H_2, Kr und Xe bei einem Druck von $2{,}25 \cdot 10^{-2}$ Torr

Eine vollständigere und geordnetere Theorie, die auf den gleichen Vorstellungen vom Hochfrequenzplasma beruht, wurde von HOLSTEIN entwickelt. Diese Theorie ist von ihm nur in einem speziellen (nicht veröffentlichten) Firmenbericht dargelegt worden [2200]. Eine gewisse Vorstellung über diese Theorie kann man aus der Arbeit [2201] gewinnen, in der ihre experimentelle Prüfung beschrieben ist.

Die Grundideen dieser Theorie sind folgende. Bei einer genügend hohen Konzentration der Gasteilchen im Hochfrequenzfeld verhindern die elastischen Stöße der freien Elektronen mit den Gasteilchen eine gerichtete fortschreitende Schwing-

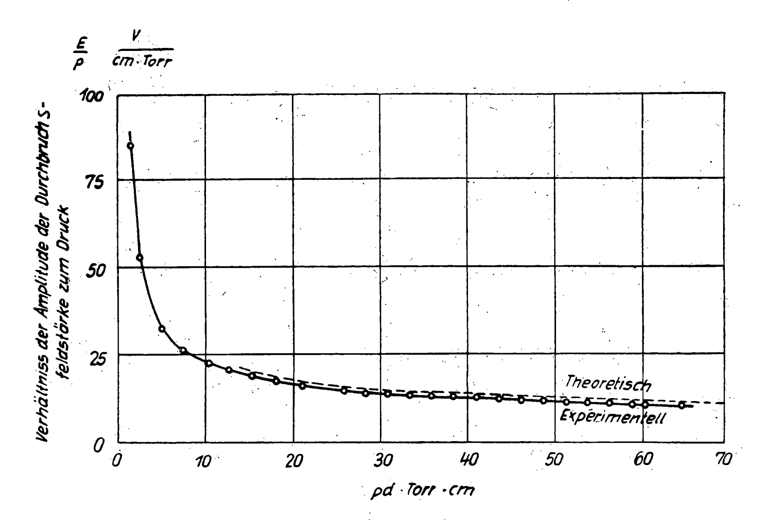


Abb. 298. Durchbruch in Argon

bewegung der Elektronen (S. 533, 534) und führen zu einer ungeordneten Bewegung der Elektronen mit einer komplizierten Geschwindigkeitsverteilung. Sowohl im konstanten Feld als auch im hochfrequenten Feld nehmen die Elektronen ständig Energie auf und ionisieren Gasteilchen durch unelastische Stöße. Andererseits verschwinden freie Elektronen aus dem Gebiet des Hochfrequenzfeldes durch Bildung negativer Ionen und nachfolgender Diffusion. Das Kriterium des hochfrequenten Gasdurchbruches muß die Bedingung sein, daß jedes freie Elektron bis zu seiner Entfernung aus der Entladungsstrecke im Mittel nicht weniger als ein neues freies Elektron hervorbringt. Präzisiert man dieses Kriterium für die Gase, die keine negativen Ionen bilden, so kann man es folgendermaßen ausdrücken: Die Anzahl der im Felde pro Zeiteinheit neugebildeten freien Elektronen durch Ionisierung muß gleich oder größer als die Elektronenverluste durch Diffusion in der gleichen Zeit sein.

Ein weiterer Ausgangspunkt der quantitativen Theorie des Hochfrequenzdurchbruches von HOLSTEIN ist der von ihm in der Arbeit [2195] entwickelte Schluß, daß in dem Druckintervall, in dem die Frequenz des elektrischen Feldes kleiner als die Frequenz der elastischen Stöße der Elektronen mit den Gasteilchen und gleichzeitig größer als die Frequenz ihrer unelastischen Stöße ist, die Energieverteilung der

Elektronen im Hochfrequenzfeld der Verteilung im konstanten Feld sehr nahe kommt. In diesem Fall erfüllt der Effektivwert E der Durchbruchsfeldstärke für den Fall ebener paralleler Elektroden im Abstand d die Gleichung

$$(pd)^2 = \frac{\pi^2 k T_e}{e(E/p)(\alpha/p)}, \tag{833}$$

wobei p der Gasdruck, k die BOLTZMANN-Konstante, T_e die Elektronentemperatur, α der TOWNSEND-Koeffizient und e die Ladung des Elektrons sind.

In der Arbeit [2201] ist die experimentelle Prüfung der Theorie von HOLSTEIN für Ar bei einer Frequenz von 3000 MHz beschrieben. Die Ergebnisse dieser Prüfung wurden von den Verfassern durch die in Abb. 298 wiedergegebenen Kurven dargestellt. Die Kreise mit der ausgezogenen Kurve sind die experimentellen Daten. Die gestrichelte Kurve ist die theoretische Kurve von HOLSTEIN aus seinem unveröffentlichten Bericht [2200]. Auf der Abszissenachse sind die $p \cdot d$-Werte in Torr · cm und auf der Ordinatenachse ist das Verhältnis der Amplitude der Durchbruchsfeldstärke zum Druck in $\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm \cdot Torr}}$ aufgetragen. Für Einzelheiten des Experimentes und für die Untersuchungen der Strom-Spannungs-Charakteristik verweisen wir den Leser auf die Originalarbeit [2201].

POSIN behandelt in der Arbeit [2202] über den elektrischen Durchbruch in Hohlrohrleitungen das Problem des Durchbruchs bei einzelnen kurzen Impulsen von verschiedener Dauer μ bei Trägerfrequenzen im Zentimeterwellenbereich. Er lenkt die Aufmerksamkeit darauf, daß während der ersten Perioden (nach dem Beginn des Spannungsimpulses) die Elektronenverluste durch Diffusion sehr klein sind und daß sich Elektronen im Innenraum der Hohlrohrleitung im Verlauf von einigen (oder sogar vielen) Perioden allmählich ansammeln. Deshalb betrachtet er als Durchbruchskriterium die Bedingung, daß während des Durchganges eines Impulses die Elektronenkonzentration bis zu einem genügend großen Wert anwachsen muß. Die Feldstärke bestimmte er rechnerisch, ausgehend von einer Leistungsmessung der Hochfrequenz, die sich im Hohlleiter fortpflanzt und den Durchbruch in einem verengten Abschnitt hervorruft. Um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, bestrahlte POSIN den Hohlraum der Leitung mit radioaktiven Strahlen genügender Intensität. Infolge dieser Bestrahlung war in der Hohlrohrleitung immer eine gewisse Anfangskonzentration n_0 von Elektronen vorhanden.

POSIN führt als Kriterium das Verhältnis $\frac{n}{n_0}$ der Elektronenkonzentration n zu ihrer Anfangskonzentration ein. Bei der Berechnung dieses Verhältnisses ging er von der Gleichung

$$dn = \alpha n v\, dt - B n\, dt \tag{834}$$

aus. Darin ist α der TOWNSEND-Koeffizient, v die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Feld und B ein Koeffizient, der die Abnahme der freien Elektronen durch Bildung negativer Ionen wiedergibt. Für den Fall B (siehe S. 534) setzt POSIN $v = K_e E_0 \sin \omega t$ an, wobei K_e die Elektronenbeweglichkeit ist. Setzt man für α (als Funktion der Feldstärke) die Approximation

$$\frac{\alpha}{p} = A \left(\frac{E}{p}\right)^2, \tag{835}$$

so wird

$$\frac{dn}{n} = \frac{\alpha}{p} K_e E_0 (\sin \omega t)\, dt - B\, dt\,. \tag{836}$$

Die Integration über die Halbperioden eines aus $N = \frac{\mu\omega}{\pi}$ Halbperioden bestehenden Impulses der Dauer μ führt zum Ausdruck

$$n = n_0 e^{\left(\frac{4}{3} A E_0^3 \frac{K_e}{\pi p^2} - B\right)\mu} . \tag{837}$$

Einsetzen dieses Ausdruckes in das Durchbruchskriterium ergibt

$$\frac{n}{n_0} = \frac{n^*}{n_0} = \frac{n^*/p}{n_0/p} = \frac{\mathrm{K}^*}{\mathrm{K}_0}, \tag{838}$$

wobei n^* die *für den Durchbruch ausreichende* Elektronenkonzentration ist. $\mathrm{K}^* = \frac{n^*}{p}$ und $\mathrm{K}_0 = \frac{n_0}{p}$ sind die entsprechenden Konzentrationen, bezogen auf 1 Torr. Die Auflösung der auf diese Weise gewonnenen Gleichung nach E_0 führt zu folgendem Ausdruck für die Durchbruchsfeldstärke E_z:

$$E_z = \left(\frac{3\pi}{4 A K_e}\right)^{\frac{1}{3}} p^{\frac{2}{3}} \left[\frac{1}{\mu} \ln\left(\frac{\mathrm{K}^*}{\mathrm{K}_0}\right) + B\right]^{\frac{1}{3}} . \tag{839}$$

Für $\mu = \infty$, d. h., beim Durchbruch bei andauernder Hochfrequenzspannung konstanter Amplitude ist

$$E_z = \left(\frac{3\pi}{4 A K_e}\right)^{\frac{1}{3}} B_0^{\frac{1}{3}} p , \tag{840}$$

wobei

$$B_0 = \frac{B}{p} \tag{841}$$

ist. Die Amplitude der Durchbruchsspannung bei konstantem E_0 in allen Punkten der Entladungsstrecke beträgt

$$U_z = \left(\frac{3\pi}{4 A K_e}\right)^{\frac{1}{3}} B_0 p d . \tag{842}$$

Die Gleichung (842) zeigt, daß im betrachteten Fall bei hohen Gasdrucken das PASCHENsche Gesetz gelten muß und daß die Amplitude der Durchbruchsspannung direkt proportional zum Druck ist.

Für niedrigere Drucke, d. h. im Fall C (S. 534) schreibt POSIN die Bewegungsgleichung eines Elektrons in der Form

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + f \frac{dx}{dt} = e E_0 \sin \omega t . \tag{843}$$

Der Faktor im Reibungsglied $f \frac{dx}{dt}$ erfaßt in dieser Gleichung die Stöße der Elektronen mit den Gasteilchen. Es wird angenommen, daß f nicht von der Feldstärke abhängt. Durch Integration der Gleichung (843) erhält POSIN einen Ausdruck für v, den er in Gleichung (834) einsetzt und dann das Problem weiterhin auf die oben beschriebene Weise löst. Er erhält an Stelle der Gleichungen (840) und (842)

$$E_z = \left(\frac{3\pi m\omega}{2 A e}\right)^{\frac{1}{3}} B_0^{\frac{1}{3}} p^{\frac{2}{3}} ; \tag{844}$$

$$U_z = \left(\frac{3\pi m\omega}{2 A e}\right)^{\frac{1}{3}} B_0^{\frac{1}{3}} p^{\frac{2}{3}} d . \tag{845}$$

Bei noch kleineren Drucken muß man für (835) den Ausdruck $\left(\frac{\alpha}{p}\right)^2 = b^2 \left(\frac{E}{p}\right)$ setzen, worin b eine neue Konstante ist. Das führt für einen Impuls der Dauer μ zu

$$E_z = \left(\frac{m}{e\,b\,(0{,}4)^{\frac{1}{2}}}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{\omega^{\frac{2}{3}}}{p^{\frac{1}{3}}} \left[\frac{1}{\mu} \ln\left(\frac{K^*}{K_0}\right) + B_0 p\right]^{\frac{2}{3}} \tag{846}$$

und bei einer Hochfrequenzspannung konstanter Amplitude zu

$$E_z = \left(\frac{m}{e\,b\,(0{,}4)^{\frac{1}{2}}}\right)^{\frac{3}{2}} \omega^{\frac{2}{3}} B_0^{\frac{2}{3}} p^{\frac{1}{3}}, \tag{847}$$

$$U_z = \left(\frac{m}{e\,b\,(0{,}4)^{\frac{1}{2}}}\right)^{\frac{3}{2}} \omega^{\frac{2}{3}} B_0^{\frac{2}{3}} p^{\frac{1}{3}} d. \tag{848}$$

Die Gleichungen (845) und (848) zeigen, daß das PASCHENsche Gesetz im Fall C (S. 534) nicht gilt. Die in einigen Gleichungen auftretende Größe $\ln \frac{K^*}{K_0}$ bestimmte POSIN aus zuverlässigen experimentellen Werten von E_z und fand

$$\ln\left(\frac{K^*}{K_0}\right) = 33, \quad \frac{K^*}{K_0} = 10^{14{,}2}. \tag{849}$$

Das gestattete ihm, seine Lösungen für Wellenlängen von 1,25, 3 und 10 cm durch einfache Formeln für die praktische Berechnung darzustellen, die nur Zahlenfaktoren, den Druck p und die Impulsdauer μ enthielten.

Ausgehend von der Vorstellung einer allmählichen Ansammlung von Elektronen im Raum leitete POSIN eine Formel für die Formierungszeit μ_f einer Höchstfrequenzentladung ab:

$$p \cdot \mu_f = 3{,}7 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{s} \cdot \mathrm{Torr}. \tag{850}$$

Hieraus ergibt sich für einen Druck von 760 Torr eine Formierungszeit der Entladung von $4{,}9 \cdot 10^{-6}$ s und bei 20 Torr von $185 \cdot 10^{-6}$ s.

Die strengste und umfassendste Theorie des Hochfrequenzdurchbruches ist zur Zeit die in mehreren Arbeiten von HERLIN und BROWN und von MCDONALD und BROWN entwickelte Theorie.

In dieser Theorie, die entwickelt wurde für Hochfrequenzentladungen bei Drucken, bei denen die Vorstellungen über die Elektronendiffusion im Gas Gültigkeit haben [2203—2206], wird als Durchbruchskriterium eine Bedingung angenommen, in der das Gleichgewicht der geladenen Teilchen einer konstanten Entladung zum Ausdruck kommt. Die Theorie bezieht sich hauptsächlich auf eine Entladung in einem von Metall umgebenen Hohlraum, z. B. auf einen Hohlleiter, und ist von den Verfassern experimentell geprüft worden.

Es sei angenommen: In 1 s werden von jedem der n Elektronen pro cm³ durch Stöße mit den Gasteilchen ν_i neue freie Elektronen gebildet, während ν_a Elektronen durch Anlagerung an Moleküle negative Ionen bilden. Dann beträgt die Zunahme der Elektronen pro Sekunde, bezogen auf ein Elektron:

$$\nu = \nu_i - \nu_a. \tag{851}$$

Die Verminderung der Elektronenkonzentration erfolgt durch Diffusion der Elektronen zu den Metallwandungen des Entladungshohlraumes. Ist die Amplitude E_0 der Feldstärke nicht im gesamten Volumen des Hohlraumes konstant, so erfolgt noch eine zusätzliche Diffusion infolge der nicht konstanten von E_0 abhängigen Elektronentemperatur. Diese beiden Faktoren werden von HERLIN und BROWN durch die Gleichung

$$\Gamma = -\nabla (D\, n) = -D \nabla n - n \nabla D \tag{852}$$

berücksichtigt, in der D der gewöhnliche Koeffizient der Elektronendiffusion ist und der letzte Posten der rechten Seite der eben erwähnten zusätzlichen Diffusion entspricht. Da das Produkt $D\, n$ eine skalare Größe ist, bezeichnen es die Verfasser in Analogie zum Geschwindigkeitspotential der Hydrodynamik mit ψ als dem *Potential der Elektronendiffusionsstromdichte*. Die Bedingung für die zeitliche Konstanz der Konzentration n, d. h. die Durchbruchsbedingung, schreiben sie in der Form

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nu\, n - \nabla \Gamma = 0 \tag{853}$$

oder, indem sie das Potential ψ einführen,

$$\frac{1}{D} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \nabla^2 \psi + \frac{\nu}{D} \psi = 0. \tag{854}$$

Sie trennen die Variablen unter der Annahme, daß

$$\psi = \psi_0\, (x, y, z)\, e^{-\frac{t}{\tau_0}}. \tag{855}$$

Durch Einsetzen von ψ in (854) erhalten sie den Ausdruck

$$\nabla^2 \psi_0 + \frac{\nu}{D} \psi_0 + \frac{1}{D \tau_0} \psi_0 = 0. \tag{856}$$

Die Zeitkonstante τ_0 wird aus den Randbedingungen bestimmt. Unter der Annahme, daß die freie Weglänge viel kleiner als die Abmessungen der Entladungsstrecke sei, benutzen HERLIN und BROWN als Randbedingung (an den Wandungen) $\psi = 0$. Für $\tau_0 > 0$ nimmt die Konzentration n ab, die Entladung erlischt. Für $\tau_0 < 0$ nimmt die Konzentration n zu, die Entladung entwickelt sich weiter. Dem stationären Zustand der Entladung und folglich auch der Bedingung für die Zündung der Entladung entspricht $\tau_0 = 0$. Somit läuft die Lösung des Problems auf die Bestimmung des Wertes von E hinaus, bei dem τ_0 Null wird. Als Durchbruchsfeldstärke wird der kleinste Eigenwert von E der Gleichung

$$\nabla^2 \psi + \frac{\nu}{D} E \psi = 0 \tag{857}$$

definiert. Hier ist E eine Funktion der Koordinaten

$$E = E_0 f(x\, y\, z). \tag{858}$$

Die Funktion $f(x\, y\, z)$ wird von der geometrischen Konfiguration des Entladungshohlraumes bestimmt. Zur Lösung des Problems wird E_0 bestimmt, d. h., es wird der Wert von E in jenem Punkt der Entladungsstrecke gesucht, in dem $f(x\, y\, z) = 1$ ist.

Für praktische Berechnungen muß man ν kennen, d. h. die Anzahl der von einem Elektron in einer Sekunde unter den gegegebenen Bedingungen vollführten Ioni-

sierungsakte oder genauer gesagt, das Verhältnis $\frac{\nu}{D}$. HERLIN und BROWN schlagen vor, dieses Verhältnis durch den Volumenionisierungskoeffizienten für Hochfrequenz $\zeta = \frac{\nu}{DE^2}$ zu ersetzen, der die gleiche Dimension hat wie der Koeffizient $\eta = \frac{\alpha}{E} = \frac{\nu}{K_e E^2}$, wo K_e die Elektronenbeweglichkeit, α der TOWNSEND-Koeffizient und E die Feldstärke sind. Zur Berechnung der Durchbruchsspannung bei konstantem Strom muß man $\frac{\alpha}{p}$ oder η als Funktion von $\frac{E}{p}$ kennen, wobei die Werte für $\frac{\alpha}{p}$ aus experimentell aufgestellten Tabellen entnommen oder nach entsprechenden Näherungsformeln berechnet werden. Zur Berechnung der Durchbruchsfeldstärke bei Hochfrequenz muß man außerdem ζ als Funktion von E und $p \cdot \lambda$ kennen (siehe das Gesagte über die Ähnlichkeitsgesetze bei Hochfrequenzentladungen auf S. 534).

Daraus ergibt sich die Notwendigkeit zur Aufstellung von Tabellen oder graphischen Darstellungen für ζ an Hand experimenteller Daten. Diese Aufgabe lösen

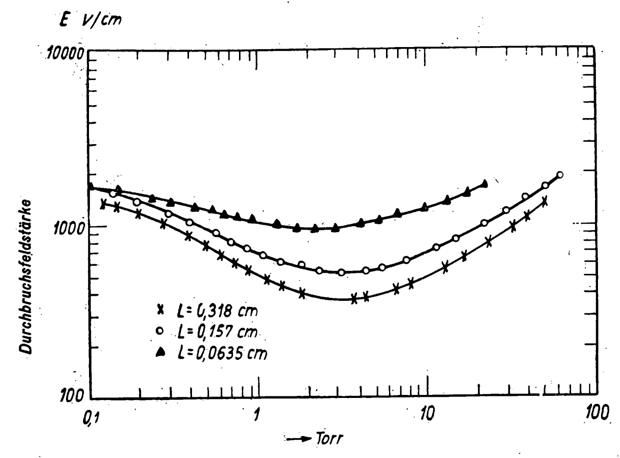


Abb. 299. Durchbruchsfeldstärke in Abhängigkeit vom Druck für drei Abstände L der Wandungen der Kammer

die Verfasser, indem sie experimentell die Durchbruchsfeldstärke in Luft zwischen ebenen Elektroden bei einer Wellenlänge von 9,6 cm bestimmen. Die Meßergebnisse, die für verschiedene Abstände der Wandungen eines rechteckförmigen Hohlraumes bei verschiedenen Drucken durchgeführt worden sind, sind durch die Kurven der Abb. 299 dargestellt.

Aus diesen Daten berechnen HERLIN und BROWN unter Anwendung ihrer Theorie für den einfachsten Fall eines ebenen Hohlraumes eine Graphik, wobei sie die Aufgabe abwandeln und ζ als Funktion von $\frac{E}{p}$ darstellen. Die graphische Darstellung benutzen sie zur Berechnung der Feldstärke bei anderen Hohlraumkonfigurationen.

Das Minimum in den Kurven der Abb. 299 wird dadurch erklärt, daß bei der Verminderung des Druckes die Erhöhung der Ionisierungsintensität (infolge der erhöhten Energiezunahme der Elektronen während einer freien Weglänge) die zunehmenden Elektronendiffusionsverluste zuerst überdeckt, dann aber (bei weiterer

Druckverminderung) der Einfluß der Energiezunahme durch das Ansteigen der Diffusion überdeckt wird. Somit wird der Gang der Kurven in Abb. 299 mit anderen Ursachen erklärt als der Gang der gewöhnlichen PASCHEN-Kurven für die Gleichstromentladung; das sogenannte PASCHENsche Gesetz kann im betrachteten Fall nicht gelten.

In einer zweiten Arbeit [2203] wird die Theorie auf zwei koaxiale unendlich lange Zylinder angewandt. Die durchgeführten Messungen haben die Theorie gut bestätigt. In einer dritten Arbeit wird das Problem eines koaxialen zylindrischen Hohlraums von endlicher (darunter auch mit kleiner) Länge gelöst und die Werte für den vorher ohne Berücksichtigung der Hohlraumwandungen gefundenen Koeffizienten ζ verfeinert.

Die Arbeit [2204] enthält die weitere Entwicklung dieser Theorie. Der Koeffizient ζ wird berechnet, ausgehend von den Resultaten, die man für die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bei hohen Frequenzen erhielt. Somit wird die Durchbruchsfeldstärke in dieser Arbeit ohne Anwendung irgendwelcher experimenteller Daten, außer den Anregungspotentialen des Gases und dem Wirkungsquerschnitt, berechnet. Die Berechnungen und Messungen wurden für He in einem weiten Druckintervall (von 0,3 bis 300 Torr) bei einer Frequenz von 3000 MHz durchgeführt. Die Abweichungen der Theorie vom Experiment liegen in den Fehlergrenzen der Messungen, die zur Berechnung der Ausgangsgrößen notwendig sind.

Die letzte Arbeit von McDONALD und BROWN [2205] behandelt die Hochfrequenzentladung in Wasserstoff. In ihrem theoretischen Teil gehen die Verfasser den gleichen Lösungsweg wie in der Arbeit über die Hochfrequenzentladung in He. Die Verfasser gehen von der BOLTZMANN-Gleichung unter Berücksichtigung der elastischen Stöße der Elektronen nach MORSE, ALLIS und LAMAR [2218] aus und erfassen die unelastischen Stöße durch eine Näherungsformel von RAMISSEN [2219], die auf der experimentellen Bestimmung der effektiven Anregungs- und Ionisierungsquerschnitte beruht. Auf diese Weise gelangen sie zu einer Energieverteilungsfunktion für die Elektronen, die recht kompliziert ist, aber die Abhängigkeit dieser Verteilung von der Frequenz des elektrischen Feldes berücksichtigt. Weiter finden sie einen Ausdruck für den von ihnen eingeführten Koeffizienten ζ der hochfrequenten Volumenionisierung, der, wie oben gezeigt, gleich $\frac{\nu}{DE^2}$ ist. Mit Kenntnis von ζ und unter Anwendung des von ihnen formulierten Durchbruchskriteriums finden BROWN und McDONALD die Durchbruchsfeldstärke.

Der mathematische Teil der Theorie ist komplizierter und die Berechnungen sind strenger als die der Arbeit [2204], da gewisse Vereinfachungen des Problems, die dort bei den Berechnungen für He gemacht worden sind, für Wasserstoff unzulässig waren.

Die Bestimmung der Amplitude der Durchbruchsfeldstärke ist für Wasserstoff bei einem Druck von 0,3 bis 100 Torr und einer Frequenz von etwa 3000 MHz für drei metallische Hohlzylinder verschiedener Abmessungen durchgeführt worden. Die Feldstärke wurde aus der experimentell gemessenen Schwingleistung in einem speziellen Resonanzhohlraum unter Berücksichtigung des Gütefaktors Q dieses Hohlraumes bestimmt. Vor der Beschickung mit Wasserstoff wurde in der Apparatur ein Vakuum von ca. 10^{-7} Torr erzeugt. Die Vakuumfestigkeit der Apparatur wurde durch die Erhaltung dieses Verdünnungsgrades bei abgestellter Pumpe über die Dauer von zwei Stunden bestätigt. Es wurde spektralreiner Wasserstoff verwendet.

In Abb. 300 sind die theoretischen Kurven und die experimentell ermittelten Punkte gezeigt.

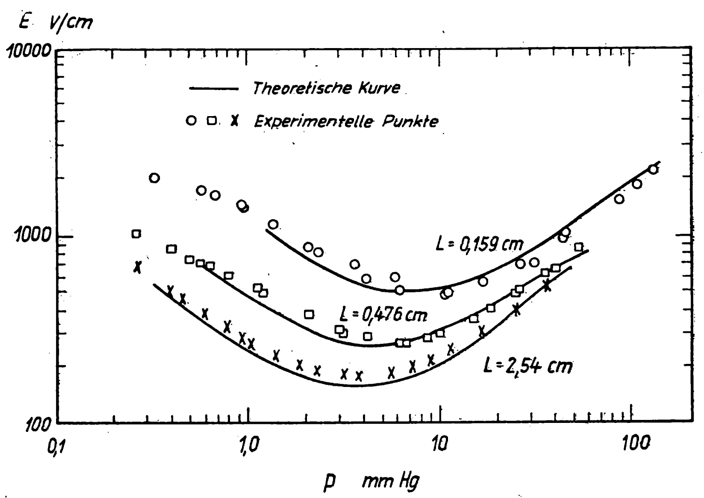


Abb. 300. Vergleich der experimentellen Werte und der theoretischen Werte von E bei einer Frequenz von 3000 MHz (L ist der Abstand der Wandungen der Kammer)

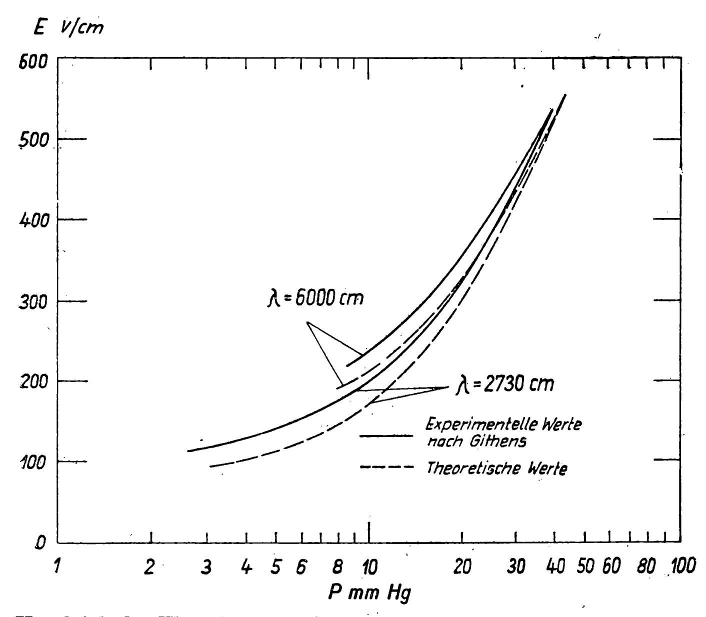


Abb. 301. Vergleich der Theorie nach McDonald und Brown mit den experimentellen Werten von Githens bei Frequenzen von 5 und 11 MHz

Die theoretischen Ergebnisse für 5 und 11 MHz wurden mit den experimentellen Ergebnissen von GITHENS [2207] verglichen. Die diesbezüglichen Kurven sind in Abb. 301 dargestellt. Den möglichen Fehler der theoretischen Berechnungen durch die Ungenauigkeit der Daten für die Wirkungsquerschnitte schätzen die Verfasser der Arbeit auf $16^0/_0$; den möglichen Fehler ihrer eigenen experimentellen Daten bei 3000 MHz auf $6^0/_0$. Die Werte des von BROWN und McDONALD berechneten Koeffizienten ζ und die von ihnen aus den experimentellen Werten für die Amplitude der Durchbruchsfeldstärke aus den Versuchen von GITHENS und auch von THOMSON [2208] gefundenen Werte decken sich gut, wie Abb. 302 zeigt.

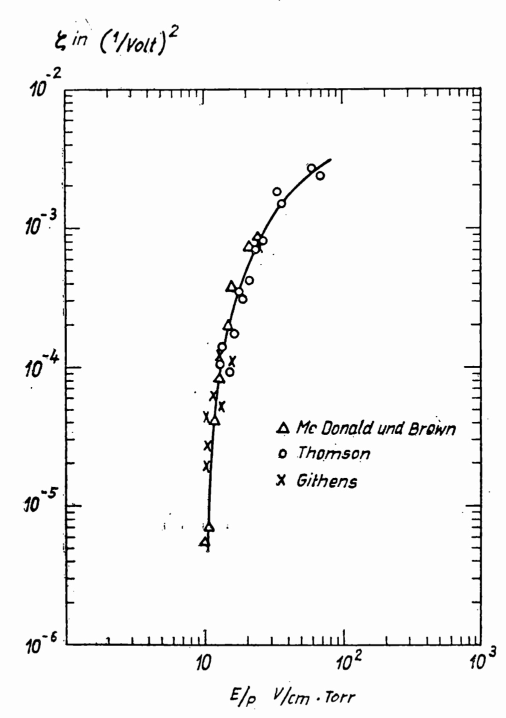


Abb. 302. Werte des Koeffizienten ζ, berechnet nach den Experimenten von THOMSON, GITHENS und McDONALD und BROWN nach der Theorie von McDONALD und BROWN

In einem anderen, zu gleicher Zeit mit dem eben behandelten veröffentlichten Aufsatz [2206] zeigen BROWN und McDONALD die Anwendungsgrenzen der von ihnen aufgestellten Diffusionstheorie beim Hochfrequenzdurchbruch auf und geben einen qualitativen Entwurf einer umfassenderen Darstellung dieses Problems. Durch Extrapolation ihrer näherungsweisen Ausdrücke für die Amplitude der Durchbruchsfeldstärke E in Abhängigkeit von p bei 3000 MHz und hohem Druck (Fall B, S. 534), wenn E_D mit abnehmendem p kleiner wird, sowie bei sehr kleinen Drucken (Fall A, S. 534), wenn E_D mit abnehmendem p bis zum Schnittpunkt dieser Kurven ansteigt, berechnen sie den Druck, bei dem das Minimum der Amplitude der Durchbruchsfeldstärke auftreten muß. Der auf diese Weise ermittelte Druck entspricht recht gut den experimentellen Ergebnissen, obwohl sämtliche Berechnungen nur näherungsweise und richtunggebend sind.

Bezüglich anderer Schlußfolgerungen und Erwägungen der Verfasser, die für die Weiterentwicklung des Durchbruchsproblems bei Hochfrequenz sehr nützlich sind, verweisen wir den Leser auf ihre Originalarbeit.

Den komplizierten Kurvenverlauf von E_D in Abhängigkeit von p, wie er von GITHENS und anderen Experimentatoren ermittelt wurde und in Abb. 303 dargestellt ist, erklären BROWN und McDONALD durch die verschiedenartigen Prozesse der Elektronenabwanderung aus dem Entladungsraum, die in verschiedenen Druck- und Frequenzbereichen in Abhängigkeit von folgenden Bedingungen stattfinden:

1. ist im gegebenen Bereich die Vorstellung der Elektronendiffusion zulässig oder nicht, 2. ist die freie Weglänge größer oder kleiner als die Abmessungen des Entladungsgefäßes (die in Abb. 303 durch eine gestrichelte Linie bezeichnete Grenze),

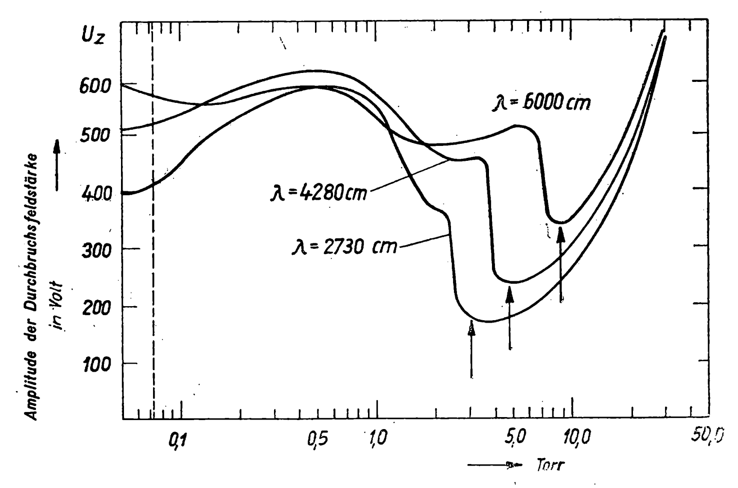


Abb. 303. Meßergebnisse der Durchbruchsspannung, ausgeführt von GITHENS

3. sind diese Abmessungen mit der, der gegebenen Feldfrequenz entsprechenden Wellenlänge vergleichbar, 4. gelingt es den Elektronen im Laufe einer Halbperiode von einem Röhrenende an das andere zu kommen oder nicht (die in Abb. 303 mit Pfeilen bezeichnete Grenze).

Über Hochfrequenzentladungen siehe auch [2209—2217, 2516—2519].

XXII. Die chemischen Reaktionen in Gasentladungen

§ 1. Die Elementarprozesse in Gasentladungen und die chemische Wechselwirkung der Atome und Moleküle

In der modernen Wissenschaft ist die Grenze zwischen Chemie und Physik verwischt. Die Atomtheorie erklärt nicht nur das Spektrum der von jedem Stoff ausgehenden Strahlung, sondern auch das Wesen der zwischen den Atomen wirkenden *chemischen* Kräfte. Atome gehen Verbindungen ein und bilden Moleküle. Die Valenztheorie wird mit der Lehre von den Energieniveaus der Atome verknüpft. Nach dieser Theorie hängen die Wechselwirkungen zwischen den Atomen und die Stabilität ihrer Verbindung von den energetischen Zuständen ab, in denen sich die Atome

befinden, wenn sie eine Verbindung eingehen. Deshalb ist zu erwarten, daß eine elektrische Entladung, die zur Bildung einer großen Anzahl angeregter und ionisierter Teilchen im Gas führt, einen großen Einfluß auf den Verlauf der chemischen Reaktionen in Gasen ausüben kann. Außerdem erfordern viele chemischen Reaktionen für ihr Zustandekommen einen bestimmten Energievorrat der beteiligten Teilchen, die sogenannte *Aktivierungsenergie* der gegebenen chemischen Reaktion. Gleichzeitig sind in dem Gas, in dem die Entladung vor sich geht, viele Teilchen mit großem Energievorrat vorhanden: Angeregte Atome und Moleküle, Ionen sowie mehr oder weniger schnelle freie Elektronen.

Es ist daher nicht verwunderlich, daß in einer Gasentladung eine ganze Reihe von Reaktionen viel leichter und bei einer bedeutend niedrigeren Gastemperatur verläuft als unter gewöhnlichen Umständen. In einer Entladung können Reaktionen stattfinden, die niemals lediglich durch Temperaturerhöhung der reagierenden Stoffe im Bereich der Laboratoriumsmöglichkeit auftreten. Noch mehr, die massenspektrographische Analyse zeigt während der Entladung solche Moleküle und Verbindungen im Gas, die entweder im freien Zustand in der Chemie völlig unbekannt waren oder die als besonders aktive Modifikationen des einen oder des anderen chemischen Stoffes angesehen wurden. Dazu gehören z. B. aktiver Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff usw., die nunmehr als *atomare Gase* H, N und O erklärt werden (während wir es unter gewöhnlichen Umständen mit den molekularen Gasen H_2, N_2 und O_2 zu tun haben), die *freien Radikale* und endlich die *zweiatomigen Moleküle und Molekülverbindungen einatomiger*, ihrer Natur und den früheren Vorstellungen nach, vollkommen träger Gase: He_2, Ne_2, HeHg.

Ein derartig starker Einfluß einer elektrischen Gasentladung auf den Verlauf chemischer Reaktionen, auf die Möglichkeit der Beschleunigung gut bekannter Reaktionen, auf die Möglichkeit der Verwirklichung neuer Reaktionen sowie auf die denkbare Möglichkeit der praktischen Realisierung bisher unbekannter chemischer Verbindungen verleihen dem Problem der chemischen Reaktion in Entladungen große Aktualität.

Wenn bisher in der chemischen Industrie nur wenige chemische Reaktionen mit Hilfe elektrischer Entladungen durchgeführt wurden, so ist das nur dadurch erklärlich, weil die Einführung eines neuen technologischen Prozesses in die Produktion in erster Linie immer von seiner Rentabilität abhängt. Deshalb ist das Studium der vorteilhaftesten Bedingungen für chemische Reaktionen in Gasentladungen ebenfalls sehr aktuell.

§ 2. Der Mechanismus der chemischen Reaktionen in elektrischen Entladungen

Sehr viele chemische Reaktionen erfordern zu Anfang eine Erwärmung der Reagenzstoffe und verlaufen bei hohen Temperaturen bedeutend schneller als bei niedrigen. Daher wäre es durchaus natürlich, die Ursachen für einen leichteren Verlauf chemischer Reaktionen in Gasentladungen im Freiwerden von Wärme durch die betreffende Entladung zu suchen und den erfolgreichsten Verlauf der Reaktionen in derjenigen Entladungsform zu erwarten, in der die meiste Wärme frei wird, d. h. im elektrischen Lichtbogen. In gewissen Sonderfällen wird diese Erwartung qualitativ gerechtfertigt (z. B. bei der Gewinnung von NO aus Luft), doch in anderen wird diese einfache Theorie durch das Experiment nicht bestätigt.

Es sind viele Reaktionen bekannt, die in solchen Entladungen verstärkt verlaufen, in denen nur wenig Wärme frei wird (z. B. die Bildung von Ozon bei Dunkel- und Koronaentladungen in Luft).

Das Auftreten kurzwelliger Strahlung bei einer elektrischen Entladung legt es nahe, eine photochemische Natur der Reaktionen in der Entladung zu vermuten. Die Versuche zur Ozongewinnung durch ausschließliche unmittelbare Einwirkung der Strahlung einer Funkenentladung führen zu einem viel geringeren Erfolg der Reaktion als bei der Ozongewinnung in einer Dunkelentladung [2226, 2227]. Deshalb kann man dem photochemischen Effekt nicht die Hauptrolle bei chemischen Reaktionen in Entladungen zuschreiben.

Der nächste denkbare Mechanismus eines Einflusses der Entladung auf eine chemische Reaktion ist die unmittelbare Einwirkung der freien Elektronen der Entladung auf die Atome und Moleküle der miteinander reagierenden Stoffe. Solche Erscheinungen werden tatsächlich bei der Dissoziation von H_2 durch Elektronenstoß und auch bei der Synthese von Ammoniak in einem Gemisch von H_2 und N_2 und ferner bei der Bildung von NO_2 aus N_2 und O_2 usw. beobachtet. Ein Vergleich der *kritischen Geschwindigkeiten* der Elektronen, bei denen irgendeine gegebene Reaktion beschleunigt wird, mit den Anregungs- und Ionisierungspotentialen von Atomen, Molekülen und Radikalen zeigt, daß in vielen Fällen durch die Bildung angeregter oder ionisierter Teilchen ein Elementarprozeß eingeleitet wird. So ist insbesondere die Aktivierung des Stickstoffes [2228] und die Aktivierung des Sauerstoffes [2229] durch Elektronenstöße zu verstehen.

Der Verlauf und die Beschleunigung chemischer Reaktionen unter der Wirkung von Stößen positiver Ionen sind viel weniger erforscht worden als die Reaktionen durch Elektronenstöße. Hierzu wird auf die Dissoziation von H_2 bei der Bombardierung durch die Ionen der Alkalimetalle K^+, Na^+, Li^+ [2230, 2231] und auf die Synthese von NH_3 durch Stöße positiver Ionen wie Li^+, Na^+, K^+, Cs^+ [2232] hingewiesen. Man nimmt an, daß auch bei der letztgenannten Reaktion die Bildung einer bestimmten aktiven Form des Moleküles N_2 vorausgeht.

Etwas abseits liegen die chemischen Reaktionen unter der Wirkung sehr schneller Elektronen, der β-Strahlen, und der schnellen Heliumkerne, der α-Strahlen.

Endlich schreibt die Ionentheorie chemischer Reaktionen in Gasentladungen die Hauptrolle beim Ablauf dieser Reaktionen einer Ionenbildung der reagierenden Stoffe zu. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Wechselwirkung der Ionen mit den Ionen entgegengesetzten Vorzeichens sowie mit den neutralen Teilchen stärker ist als die Wechselwirkung der Neutralteilchen untereinander. Dieser Satz gilt nicht immer. Außerdem ist in bestimmten Fällen die Anzahl der in der Entladung gebildeten Ionen kleiner als die Anzahl der entstandenen Moleküle. Dieser Umstand führte zu einer spezifischen Form der Ionentheorie. Es wird die Bildung schwerer oder *komplexer Ionen* vorausgesetzt, die eine Ansammlung neutraler Moleküle um ein Molekülion darstellen, hervorgerufen durch die elektrische Polarisation der Moleküle. Die sich im elektrischen Feld eines normalen Ions befindlichen Moleküle oder Atome können leichter ionisiert oder angeregt werden als die freien Moleküle und Atome, weil die Anregungs- und Ionisierungspotentiale solcher Moleküle und Atome niedriger sind. Dadurch kann die Anzahl der angeregten „aktiven" Teilchen größer sein als die Anzahl der ursprünglich in der Entladung gebildeten Ionen [2233, 2234]. Durch diese Hypothese wird der angedeutete Widerspruch zwischen Theorie und Experiment beseitigt.

Bei Anwesenheit komplexer Ionen vergrößert sich auch die Wahrscheinlichkeit von Dreierstößen: Bei der Rekombination eines Ions, das den Kern eines komplexen Ions bildet, kann die Energie an irgendein Molekül der Hülle dieses komplexen Ions übertragen werden. Rekombinieren positive Ionen mit Elektronen, dann können sich aktive angeregte Teilchen bilden, wie sie bei der Wechselwirkung langsamer Elektronen mit Molekülen nicht vorkommen. Dies führt zur Vorstellung der *Ionenkatalyse*.

Von besonderer Bedeutung ist bei chemischen Reaktionen in Entladungen die Rolle jener Moleküle, bei denen hohe *Schwingungsniveaus* angeregt sind. Solche Moleküle können in einer Entladung entweder durch Energieübertragung im Dreierstoß oder durch unelastische Stöße zweiter Art entstehen [2235]. Der Zerfall dieser Moleküle in die ursprünglichen Atome und die neuerliche Umgruppierung dieser Atome vollziehen sich leichter als der Zerfall der unangeregten Moleküle.

Alle Ergebnisse aus Untersuchungen von Reaktionen unter der Einwirkung von Elektronenströmen auf die miteinander reagierenden Stoffe sprechen dafür, daß die chemischen Reaktionen in Gasentladungen auf eine andere, nicht ganz gewöhnliche Art verlaufen. Die Elementarprozesse müssen sich bei chemischen Reaktionen in Entladungen in den ersten Stadien der Reaktionen wesentlich von den gewöhnlichen unterscheiden, besonders in bezug auf die Konzentration der Ionen und der angeregten Teilchen. Als Beispiel des spezifischen Charakters der Reaktionen in Entladungen kann man anführen, daß bei der thermischen Reaktion aus einem Gemisch von CO und H_2 nur Methylalkohol, Paraffine, Olefine usw. gewonnen werden, während bei der Reaktion in einer Entladung in bedeutenden Mengen das energiereiche Acetylen entsteht [2221].

Im Zusammenhang mit dem eigenartigen Verlauf chemischer Reaktionen in Gasentladungen steht offenbar die kinetische Energie der Elektronen, die den Beginn irgendeiner chemischen Reaktion einleiten. Sie ist viel größer als die gewöhnliche thermische Aktivierungsenergie derselben Reaktion.

§ 3. Die Bedingungen, die den Verlauf chemischer Reaktionen in Gasentladungen fördern

Der Verlauf chemischer Reaktionen in Entladungen hängt nicht nur vom Entladungstyp (Bogenentladung, Koronaentladung, Fackelentladung, Glimmentladung, Dunkelentladung) ab, sondern auch von einer Reihe Nebenbedingungen. Eine dieser Bedingungen, die übrigens recht wesentlich ist, ist der Druck, oder genauer gesagt, die Gasdichte. Eine Steigerung des Druckes vergrößert die Stoßzahl der reagierenden Teilchen sowie die Stoßzahl der Gasteilchen mit den Elektronen, vermindert jedoch gleichzeitig die einem Teilchen zugeführte Energie wegen der gleichzeitigen Verkürzung der freien Elektronenweglänge. In vielen Fällen hängt die Reaktionsgeschwindigkeit vom Druck ab. So wird z. B. der Zerfall von N_2O in einer Glimmentladung durch eine Druckverminderung beschleunigt [2239]. In anderen Fällen kompensieren die bereits angeführten Faktoren einander, und die Reaktionsgeschwindigkeit hängt nur wenig vom Druck ab. Dies gilt z. B. für die Bildung von NH_3 und NO_2 in einer Glimmentladung [2240].

Unter gewöhnlichen Umständen verläuft jede chemische Reaktion in zwei entgegengesetzten Richtungen; es findet z. B. gleichzeitig mit der Dissoziation eines

Teiles der Moleküle eine Rekombination der übrigen statt. Die Gleichgewichtskonzentration der Ausgangsstoffe und der Reaktionsprodukte wird durch das *Massenwirkungsgesetz* bestimmt, das für die Dissoziationsreaktion des Stoffes XY folgendermaßen geschrieben wird:

$$\frac{n_X n_Y}{n_{XY}} = K, \tag{859}$$

wobei n_{XY}, n_X und n_Y die Konzentration des Ausgangsstoffes und seiner Dissoziationsprodukte und K eine Konstante sind, die mit der Temperatur und der Dissoziationsenergie nach dem Gesetz

$$K = A\, T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{W_\partial}{kT}} \tag{860}$$

verknüpft ist, wobei W_∂ die Dissoziationsenergie bedeutet.

In Gasentladungen kann eine Reaktion ebenfalls in zwei Richtungen vor sich gehen. Nach Ablauf einer genügend langen Zeit stellt sich ebenfalls ein bestimmtes Konzentrationsgleichgewicht ein. Unter gleichen Bedingungen ist der Reaktionsverlauf der gleiche. Bei einer Entladung ist jedoch im allgemeinen kein thermodynamisches Gleichgewicht vorhanden: Die mittleren Energien der verschiedenartigen Teilchen, die durch Stöße ihre Energie austauschen, sind nicht untereinander gleich. So ist beispielsweise die mittlere Energie („Temperatur“) der Elektronen im Feld einer elektrischen Entladung viel größer als die Energie der neutralen Gasteilchen. Deshalb ist das Massenwirkungsgesetz in der thermodynamischen Formulierung in diesem Fall nicht anwendbar; und die Gleichgewichtskonzentrationen, wenn man sie nach den thermodynamischen Formeln berechnet, entsprechen viel höheren Temperaturen als der Gastemperatur der Entladung [2241]. Zum Beispiel wurde experimentell bei der Reaktion

$$2\,CO + O_2 = 2\,CO_2 \tag{861}$$

in einer Koronaentladung bei einer Temperatur von 300° K eine Gleichgewichtskonzentration gefunden, die bei einer thermischen Reaktion der Temperatur 2600° K entspricht. Die Bildung von HCN aus CH_4 und NH_3 erfolgt mit einem Katalysator unter gewöhnlichen Umständen nur bei einer Temperatur von nicht weniger als 1100° K. In einer Glimmentladung kann man dieselbe Reaktion schon bei 600° K verwirklichen [2242]. Folglich können in Gasentladungen solche chemischen Reaktionen verwirklicht werden, die ohne Entladung unter gleichen Umständen bei einer gegebenen Temperatur vollkommen versagen.

Ihrer Natur nach sind die chemischen Reaktionen in Gasentladungen von den Vorgängen bei der Elektrolyse flüssiger Lösungen sehr weit entfernt. Die FARADAYschen Gesetze der Elektrolyse sind nicht anwendbar. Der Verlauf der Reaktion und die Bildung ihrer Endprodukte konzentriert sich nicht in den dünnen Schichten an den Elektroden. Dennoch ist die Natur der Elektroden für den Verlauf der Reaktion nicht immer gleichgültig: Die Elektroden beeinflussen den Reaktionsverlauf oft wie ein Katalysator. So vergrößern Aluminiumelektroden die Ausbeute (und folglich auch die Gleichgewichtskonzentration) an Ozon in der Glimmentladung [2243]. Die Gleichgewichtskonzentration von NO wird in der Bogenentladung durch Elektroden gesteigert, die aus einem Stoff von niedrigem Ionisierungspotential bestehen. Eine noch größere Rolle bei Reaktionen in Gasentladungen spielen die Wandungen der Apparatur.

Ähnlich den gewöhnlichen Niederdruckentladungen, bei denen an den Wandungen eine ständige Rekombination von positiven Ionen und Elektronen vor sich geht, erfolgt bei der Dissoziation von Gasmolekülen in Atome auf den Wandungen eine Atomrekombination, die die Konzentration des atomaren Gases begrenzt. Besonders stark tritt diese Rekombination an metallischen Oberflächen auf. Die Oberflächenbeschaffenheit der Wandungen und darauf adsorbierte Schichten üben auf den Rekombinationsprozeß einen starken Einfluß aus. Darum werden zur Verminderung der Rekombination an den Wandungen und zur Konzentrationsvergrößerung eines aktiven Gases im Volumen, bei der Verwendung von aktivem Wasserstoff für irgendeine Reaktion, die Glaswandungen mit Phosphorsäure, Wasserdampf oder Sauerstoff vergiftet; bei der Verwendung von aktivem Chlor vergiftet man die Wandungen mit Methan usw. Die Rekombination atomarer Gase an den Wandungen (besonders auf metallischen) hängt von der Temperatur der Wandungen ab und vermindert sich stark bei ansteigender Wandtemperatur.

Die elektrischen Entladungsparameter üben einen bestimmten Einfluß auf die Reaktionsgeschwindigkeit aus. Einer der wesentlichen Faktoren, der nicht nur auf die Reaktionsgeschwindigkeit und auf ihre ökonomische Produktivität, sondern auch auf den Verlauf selbst Einfluß hat, ist die Entladungsstromdichte j. In vielen Fällen ist die Ausbeute an Reaktionsprodukten in kW/h aufgewandter Energie um so größer, je größer die Stromdichte ist (z. B. bei der Bildung von CO aus einem Gemisch von Methan und CO_2). In anderen Fällen erreicht die Ausbeute mit zunehmender Stromdichte einen Sättigungswert und steigt dann nicht mehr an (Bildung von C_2H_2 aus CH_4).

In manchen Fällen führen die Reaktionsprodukte bei der Steigerung von j sekundäre Reaktionen aus, und ihre Ausbeute vermindert sich nach Erreichung eines Maximums (Gewinnung von Acetylen aus Methan in Gegenwart von Wasserdampf). Es ist möglich, daß in einer Reihe von Fällen die Verminderung der Ausbeute an Reaktionsprodukten nicht so sehr mit der Vergrößerung der Stromdichte verbunden ist als vielmehr mit einem gleichzeitigen Anstieg der Feldstärke und der Elektronenenergie. Es geschieht etwas ähnliches wie bei der Verminderung der Ionisierungswahrscheinlichkeit durch die Vergrößerung der Elektronengeschwindigkeit, d. h., die schnellen Elektronen durchdringen die Teilchen der reagierenden Stoffe, ohne ihren inneren Bau wesentlich zu stören.

Einen wesentlichen Einfluß auf den Verlauf chemischer Reaktionen in Entladungen übt eine größere oder kleinere Kapazität parallel zur Entladungsstrecke aus. Die dann stattfindende *kondensierte Entladung* liefert einzelne Impulse großer Intensität, wenn sie nicht durch einen in den Stromkreis eingeschalteten Widerstand begrenzt werden. Den spezifischen Einfluß einer hohen Stromstärke während einer kurzen Impulsdauer kann man am Beispiel der Bildung von atomarem Stickstoff in einer kondensierten und nichtkondensierten Entladung erläutern. In der kondensierten Entladung ist die Ausbeute an atomarem Stickstoff größer als in der nichtkondensierten, wenn durch den molekularen Stickstoff in beiden Fällen in der gleichen Zeit die gleiche Ladungsmenge fließt. Bei schwachem Gleichstrom rufen die Elektronen nicht nur die Dissoziation der N_2-Moleküle hervor, sondern regen auch die Stickstoffatome an und fördern somit einen ständigen entgegengesetzten Reaktionsverlauf von $N + N \rightarrow N_2$. Bei der kondensierten Entladung erfolgt während der verhältnismäßig langen Pause zwischen zwei Impulsen keine Anregung von Stickstoffatomen, und die umgekehrte Reaktion findet nur in unbedeutendem Maße im

Dreierstoß statt. Die Rekombination beim Zusammentreffen zweier Atome ist durch die Forderung der gleichzeitigen Wahrung sowohl des Energie- als auch des Impulserhaltungssatzes der stoßenden Teilchen erschwert. Deshalb überwiegt bei einer kondensierten Impulsentladung der Dissoziationsprozeß in der Reaktion

$$N_2 \rightleftarrows N + N \tag{862}$$

bei weitem den umgekehrten Verlauf, und die Gleichgewichtskonzentration des einatomigen Stickstoffes ist viel größer als in der nichtkondensierten Entladung.

Einen Einfluß ähnlicher Art auf die Geschwindigkeit und die Ausbeute der Reaktion hat auch die Verweilzeit des Gases in der Zone der elektrischen Entladung. Diese Zeit hängt von der Geschwindigkeit des Gasstrahles ab. Eine wesentliche Rolle hierbei spielen die sekundären Reaktionen, welche die Produkte der primären Reaktionen zerstören. Im allgemeinen durchläuft der Prozentgehalt der Reaktionsprodukte im Gas mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit ein Maximum und die energetische Ausbeute der Reaktion wächst anfangs schnell an, vergrößert sich dann nur noch langsam und erreicht schließlich einen konstanten Wert.

Von einer Theorie der chemischen Reaktionen in Gasentladungen muß man die quantitative Erfassung des Reaktionsverlaufes im Gas auf Grund der dabei stattfindenden Elementarprozesse fordern. Die bis jetzt entwickelten und veröffentlichten Theorien sind jedoch von diesem Stadium noch weit entfernt und beschränken sich größtenteils auf die Analyse einzelner möglicher Sonderfälle. Deshalb werden wir uns bei der quantitativen Theorie des Verlaufes chemischer Reaktionen in Entladungen nicht aufhalten und geben nur Hinweise auf die Literatur zu diesem Problem [2233—2237, 2244—2249, 2520]. Die zur Zeit brauchbarste Theorie dürfte die von A. S. PREDWODITELEW sein [2238] und [2229, S. 20—23].

§ 4. Einige chemische Reaktionen in Gasentladungen

Zu den chemischen Stoffen, die erstmals in elektrischen Entladungen entdeckt worden sind, gehört das Ozon, eine dreiatomige Modifikation des Sauerstoffes. Das Ozon wurde zuerst im Jahre 1758 bei einer Funkenentladung entdeckt [2263]. Ozon wird in der chemischen Technologie z. B. bei der Herstellung von Vanillin, künstlichem Kampfer sowie der Ketone und Fettsäuren für die Seifenproduktion gebraucht. Die starke Oxydationsfähigkeit des Ozons wird zur Desinfektion von Wasser und Luft sowie zur Beseitigung unangenehmer Gerüche in der Luft (Desodoration) benutzt. Die Bildung von Ozon in Luft und im Sauerstoff erfolgt bei Dunkelentladungen, Koronaentladungen und Hochfrequenzentladungen mit Außenelektroden. Die technische Gewinnung von Ozon erfolgt ausnahmslos mit Hilfe von Dunkelentladungen. Die entsprechenden Entladungsröhren heißen *Ozonisatoren* (so beispielsweise die Siemensröhren).

Im Jahre 1785 wurde erstmals die chemische Reaktion von Stickstoff mit Sauerstoff in einer Funkenentladung entdeckt (CAVENDISH). Die Oxydation des Stickstoffes, d. h. die Bildung von NO, ist einer der wesentlichen Prozesse der Technologie der Salpetersäuregewinnung aus der Luft. Der nächste, nicht weniger wichtige Prozeß ist die Bildung von NO_2. Die Produktion der Salpetersäure aus der Luft ist deshalb sehr wesentlich, weil die Ausgangsstoffe immer in unbegrenzter Menge in der Atmosphäre vorhanden sind.

Zugleich mit den üblichen chemischen Methoden fand gegen Ende des 19. Jahrhunderts die Oxydation des Stickstoffs der Luft im elektrischen Lichtbogen[1]) recht weite Verbreitung. Dem elektrischen Lichtbogen wurde bei dieser Methode lange Zeit nur eine thermische Wirkung zugeschrieben. Diese Ansicht ist heute überholt. Zur Gewinnung von Salpetersäure kann die Bogenmethode nur dann rentabel sein, wenn man billige elektrische Energie von Wasserkraftwerken zur Verfügung hat. Doch auch unter dieser Bedingung konnte diese Methode die gewöhnlichen chemischen Methoden der Gewinnung von Salpetersäure aus Ammoniak nicht ausschalten; sie wird heute kaum noch angewandt. Um so größere Bedeutung gewinnen die Versuche, andere Methoden zur Gewinnung von NO und NO_2 mit anderen Entladungsarten zu finden, z. B. mit Glimm-, Korona-, Hochfrequenz- und Fackelentladungen [2222, 2264].

Die Bildung von Ammoniak in einem Gemisch aus $H_2 + N_2$ kann ebenfalls in elektrischen Entladungen geschehen. Mit der Synthese von NH_3 geht jedoch gleichzeitig in der Entladung auch eine Zersetzung vor sich, wobei sich die Gleichgewichtskonzentration von NH_3 bei den ersten Versuchen als sehr klein erwies, im ganzen 3—4%. Bei weiteren Versuchen zeigte sich, daß die Gleichgewichtskonzentration und die Ausbeute beim Ausfrieren des Ammoniaks sehr stark von einer Reihe äußerer Bedingungen abhängt, wie z. B.: Der Einfluß der Wandungen des Gefäßes, die Temperaturverhältnisse und auch die Form der Entladung selbst. Schließlich erhielt man im Jahre 1934 [2250] bis zu 36% für das Syntheseprodukt bei Versuchen mit einer elektrodenlosen Entladung und Wandungen, die nicht mit adsorbiertem Ammoniak überzogen waren. Besonders hoch erwies sich dieser Prozentsatz in der Glimmentladung. Es ist gelungen, bis zu 98% der ursprünglichen Mischung in ausgefrorenes Ammoniak umzuwandeln [2240]. Hierbei zeigte sich, daß verschiedene Teile der Glimmentladung verschieden wirken. Die Reaktionsgeschwindigkeit im Gebiet der kathodischen Entladungsteile war 33mal größer als im Gebiet der positiven Säule [2240, 2252, 2253].

Was die Aussichten der Anwendung der Ammoniaksynthese mit Gasentladungen anbelangt, so spricht die immer noch sehr geringe Rentabilität gegen die Gasentladungsmethode. Während die Ammoniakausbeute bei der gewöhnlichen Hochdrucksynthese 1 kg pro kWh aufgewandter Elektroenergie beträgt, ist die Ausbeute in den vorteilhaftesten der bisher in dieser Hinsicht untersuchten Entladungsarten, der Glimmentladung, 160 mg pro kWh im Gebiet der positiven Säule und 2 bis 3 g pro kWh im Gebiet des Kathodenfalles.

Ein anderes Kapitel der chemischen Technologie, in dem Reaktionen in Gasentladungen industrielle Anwendung finden oder finden können und in dem eine Anzahl Patente angemeldet worden ist, ist das für die chemische Industrie bedeutungsvolle sogenannte Crack-Verfahren für Kohlenwasserstoffe, beispielsweise die Gewinnung von Acetylen C_2H_2 aus dem billigen Methan, welches in großen Mengen in den Erdgasen der Erdölgebiete sowie beim Verkoken von Kohle auftritt [2224]. Die unmittelbare thermische Verwirklichung dieser Reaktion, die eine hohe Temperatur (ca. 1500° C) erfordert, ist schwierig, weil die völlige Zersetzung des Methans gleichzeitig mit großer Geschwindigkeit vor sich geht. Berthelot entdeckte erstmals in einer Funkenentladung die Bildung von Acetylen aus Methan [2254]. Später wurden daraufhin die Funkenentladung und die Glimmentladung untersucht. Werden

---

[1]) Nach Birkeland und Eyde. (Die Red.)

diese Entladungsarten unter bestimmten Bedingungen und bei nicht zu großer Konzentration des Methans ausgenutzt, so gelingt eine fast vollständige Umwandlung des Methans in Acetylen [2255, 2256].

In Gasentladungen geht auch die Zersetzung und Umwandlung der anderen Kohlenwasserstoffe aus der gleichen Reihe vor sich: des Äthans, Propans, Penthans, Hexans unter Bildung komplizierterer gesättigter und ungesättigter Kohlenwasserstoffe. Aus Äthan z. B. erhält man Äthylen, Acetylen und *schwere Öle*, aus Hexan: Dodekan $(C_6H_{13})_2$, $(C_6H_{13})_3$ und $C_{36}H_{64}$ ([2224], S. 109—122, dort auch Literaturhinweise).

Zu diesem Thema gehört auch das Cracken von Benzin in der Bogenentladung, bei dem der Gehalt an Olefinen im Gas auf Kosten des Gehaltes an gesättigten Kohlenwasserstoffen vergrößert wird (z. B. CH_4) [2257]. Das Cracken von Benzin wird auch in Koronaentladungen bei einer Temperatur von 500° C durchgeführt [2258]. Das auf diese Weise gewonnene Benzin ist ein Brennstoff mit höheren technischen Qualitäten als das als Ausgangsstoff dieser Reaktion dienende gewöhnliche Benzin.

Zum Schluß erwähnen wir noch die experimentellen Untersuchungen und Patentanmeldungen, welche die Gewinnung von Blausäure HCN aus Ammoniak und CH_4, C_2H_4, C_2H_2 oder CO in einer Glimmentladung [2259, 2260] und im Bogen durch folgende Reaktion beabsichtigen ([2221], S. 144, 145):

$$\left.\begin{aligned} H_2 + N_2 + 2C &\rightarrow 2HCN, \\ C_2H_2 + N_2 &\rightarrow 2HCN, \\ 2CH_4 + N_2 &\rightarrow 2HCN + 3H_2. \end{aligned}\right\} \tag{863}$$

Zu den chemischen Vorgängen in Entladungen gehört auch das lange bekannt und weit verbreitete Zünden von Brennstoffgemischen durch eine Gasentladung. Mit einem elektrischen Funken, der im geeigneten Moment zwischen zwei Elektroden überspringt, wird das Brennstoffgemisch in vielen Verbrennungsmotoren gezündet. Eine ähnliche Methode wird auch bei der Zündung von Minen usw. [2261, 2262] angewandt.

Über chemische Reaktionen in Gasentladungen siehe auch [2251, 2265, 2266].

Wie die kurzen Darlegungen dieses Kapitels zeigen, fordern die chemischen Reaktionen in Gasentladungen tiefgehende Untersuchungen der in ihnen vorkommenden Elementarprozesse und ein weitgehendes praktisches Studium der optimalen Bedingungen des Reaktionsverlaufs in den verschiedenen Formen der elektrischen Gasentladungen. Gleichzeitig eröffnen uns die Anwendungen von Gasentladungen für chemische Reaktionen ein verlockendes und vielversprechendes Gebiet der Technik in der Zukunft.

XXIII. Die Anwendung von Gasentladungen in der Elektronik und in der Technik

§ 1. Die technischen Anwendungsgebiete elektronischer und ionischer Vorgänge im Hochvakuum und in Gasen

Zu den zahlreichen Gebieten der praktischen Anwendung elektrischer Vorgänge in Gasen und im Hochvakuum gehören:

A. Die *Entladungsgefäße* (Elektrovakuumgeräte), die sowohl in der Schwachstrom- als auch in der Starkstromtechnik ein weites Anwendungsgebiet fanden. In diesen Geräten findet der eigenartige Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik Anwendung zur Steuerung des elektrischen Stromes, zur Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom und umgekehrt, zur Verstärkung sehr schwacher Ströme und endlich zur Erzeugung von elektromagnetischen Schwingungen beliebiger Frequenzen, von den tiefsten bis zu Hunderttausenden von Megahertz (Magnetron und Klystron) [2267—2276, 2285—2291].

Eine besondere Abart der Entladungsgefäße sind diejenigen Geräte und Apparate, deren Wirkungsweise in der Erzeugung von Elektronen- und Ionenstrahlen und ihrer Steuerung durch elektrische und magnetische Felder besteht. Die Elektronenoptik, die sich mit der Bewegung dieser Strahlen, ihrer Fokussierung und Steuerung befaßt, umfaßt einen wesentlichen Zweig der Elektronik [2279—2284]. Zu diesem Zweig gehören:

a) die große Kategorie der Elektronenstrahlenröhren (Oszillographenröhren, Bildaufnahmeröhren, Bildwiedergaberöhren u. ä.);

b) leistungsfähige Geräte zur Erzeugung schneller Elektronen- und Ionenstrahlbündel, wie Betatron und Zyklotron;

c) Apparate zur Massenspektroskopie;

d) Elektronenmikroskope [2285].

B. *Die Ausnutzung physikalischer Vorgänge bei Gasentladungen.* Hierzu gehören:

a) die Erzeugung großer Wärmemengen in einem kleinen Volumen (z. B. der Lichtbogen zum Schweißen, Schneiden und Schmelzen von Metallen [2339, 2341, 2342], die Elektroöfen u. ä.);

b) die Erscheinungen der Kathodenzerstäubung und der Elektroerosion[1]);

c) die Strahlung der Gasentladung (Lichtquellen, Signalwesen) [2277, 2278];

d) Erzeugung von Röntgenstrahlen an einer Antikathode (Verwendung von Röntgenröhren für verschiedene Zwecke);

e) die Kathodenlumineszenz, Phosphoreszenz durch den Aufprall schneller Elektronen (Lumineszenzanalyse u. a.);

f) die chemischen Prozesse in Gasentladungen (siehe Kap. XXII);

g) die Aufladung fremder, fester und flüssiger Teilchen in Gasen bei Koronaentladungen (die elektrische Reinigung von Gasen, die Elektroseparation von Stoffen) [2405—2429].

---

[1]) Elektroerosion nennt man die Zerstörung der Metallanode bei der Funkenentladung. Auf der Elektroerosion beruht eine Methode zur elektrischen Metallbearbeitung, vorgeschlagen und entwickelt von den Stalinpreisträgern B. R. und N. I. LASARENKO [1991].

Eine einigermaßen eingehende und umfassende Darlegung der zahlreichen Anwendungen elektrischer Vorgänge in Gasen und im Hochvakuum in einem Kapitel, wenn es auch stark erweitert wird, ist unmöglich. Die elektrischen Entladungsgefäße allein würden einen ganzen Band beanspruchen. Das gleiche kann man von der Elektronenoptik sagen. Außerdem befinden sich alle Anwendungsgebiete der elektrischen Vorgänge in Gasen und im Vakuum im Stadium stürmischer Entwicklung, und die Darlegung dieser Anwendungen nach dem heutigen Stand der Technik erfordert die Arbeit vieler Spezialisten. Deshalb werden wir hier nur die in mehr oder weniger enger Verbindung mit dem Inhalt einiger Kapitel des vorliegenden Buches stehenden Fragen beleuchten sowie die Probleme, die in der allgemeinen Literatur wenig berührt worden sind[1]).

§ 2. Die Elektronenröhren

Eine der hauptsächlichsten physikalischen Erscheinungen in den Elektronenröhren ist die Bewegung von Elektronen durch das Vakuum im Zusammenhang mit den von ihnen hervorgerufenen Raumladungen. Die im IX. Kapitel dargestellte Theorie von LANGMUIR erschöpft nicht die ganze Mannigfaltigkeit der in der Praxis anzutreffenden Fälle, insbesondere nicht bei Mehrelektrodenröhren. Diese Theorie erfaßt auch nicht die Fälle der Elektronenbewegung, bei denen nicht nur ein elektrisches, sondern auch noch ein magnetisches Feld vorliegt, wie z. B. beim Magnetron. Dieses Problem wurde in erster Näherung für eine zylindrische Elektrodenkonfiguration ohne Berücksichtigung der Anfangsgeschwindigkeiten von HULL gelöst [2293].

Der umfassendste Versuch, die Elektronenbewegung im Vakuum mit bestmöglicher mathematischer Strenge zu beschreiben, wurde in den Arbeiten des sowjetischen Physikers BELLJUSTIN unternommen [2295, 2296]. Siehe auch [2292, 2294, 2297—2304]. In diesen Arbeiten gelang die exakte quantitative Lösung bei Berücksichtigung der anfänglichen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen jedoch nur für den Fall, daß kein Magnetfeld vorhanden ist. Das Problem eines ebenen Magnetrons (Plattenkondensator mit homogenem magnetischen Feld senkrecht zum elektrischen Feld) wird durch eine zahlenmäßige Untersuchung der entsprechenden Differentialgleichungen gelöst. Vom zylindrischen Magnetron sind nur einige seiner Eigenschaften klargestellt. In allen Fällen wird der Einfluß des Magnetfeldes, das vom Kathodenheizstrom herrührt, und die durch die Sekundäremission der Elektronen verursachten Kompliziertheiten nicht berücksichtigt. In Mehrelektrodenröhren können die von den Sekundärelektronen hervorgerufenen Raumladungen die Feldstärkeverteilung zwischen den einzelnen Elektroden wesentlich verändern. Sowohl von LANGMUIR als auch von BELLJUSTIN werden nur stationäre Zustände betrachtet. Die Prozesse in modernen Vielschlitzmagnetfeldröhren wurden, wenn auch unvollständig, von BRILLOUEN [2299] und anderen [2430, 2431] behandelt. Über das Magnetron siehe auch [2429].

---

[1]) Wir bemerken noch, daß die Fachliteratur zu allen Fragen der Anwendung elektrischer Entladungen in Gasen und im Vakuum sehr umfangreich ist und vom Literaturverzeichnis des vorliegenden Buches längst nicht erfaßt werden kann.

§ 3. Die gasgefüllte Gleichrichterröhre[1] und das Thyratron

Die Entladungsform in einem Gleichrichter bzw. Thyratron entspricht dem Niedervoltbogen, der in Kap. XV beschrieben wurde. Bei der gasgefüllten Gleichrichterröhre wird die zulässige Stromstärke durch den maximalen thermischen Emissionsstrom der Kathode bestimmt. In Gleichrichterröhren mit Kathoden aus thoriertem Molybdän ist der maximale Strom gleich dem Sättigungsstrom der Kathode; bei Oxydkathoden (leistungsfähiger als die ersteren) hängt der Strom im Vakuum von der Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode ab. Den Strom der positiven Ionen kann man im Vergleich zum Elektronenstrom außer acht lassen. Bei einer Entladung, bei der die Stromstärke den möglichen thermischen Emissionsstrom übertrifft, verliert die Entladung den Charakter eines Niedervoltbogens, und es entsteht eine Übergangsform zwischen einer Glimm- und einer Bogenentladung mit einem größeren Kathodenfall. Als Folge davon wird die Kathode zerstört und die Röhre unbrauchbar.

Der thermische Elektronenstrom hängt von der Kathodentemperatur ab, und die Kathode erreicht infolge ihrer *thermischen Trägheit* erst nach Ablauf einer gewissen Zeitspanne τ ihre volle Emissionsfähigkeit. τ beträgt für kleine Kathoden einige Minuten (von 30 s an) und für große indirekt geheizte Kathoden entsprechend mehr (bis zu 120 Minuten bei der Type BΓ 163). Deshalb muß bei der Verwendung dieser Röhren und anderer Gasentladungsgefäße mit Glühkathoden zuerst der Kathodenheizstrom eingeschaltet werden. Erst nach einer gewissen für die entsprechende Type vorgeschriebenen Zeit darf der Anodenstromkreis geschlossen werden.

Neben der maximal zulässigen mittleren Stromstärke[2]) ist die *Rückzündspannung* ein weiterer wesentlicher Parameter für den Betrieb eines Gleichrichters. Die Rückzündspannung ist die Potentialdifferenz, bei der im Gleichrichter während der zweiten Halbwelle des Wechselstromes eine selbständige Entladung in entgegengesetzter Richtung entsteht, die die Gleichrichterwirkung aufhebt. Dies gilt auch für alle anderen Gasentladungsgleichrichter und für Thyratrons.

Die Höhe der Rückzündspannung hängt stark von der Entionisierung des Entladungsraumes ab [2312, 2320, 2321], das Emissionsvermögen der Anodenoberfläche soll gering sein (große Austrittsarbeit).

Zur Vermeidung einer Gashärtung verwendet man in Gleichrichtern Edelgase oder Quecksilberdampf. Bei Quecksilberdampfgleichrichtern hat die Temperatur der einzelnen Gefäßteile große Bedeutung, da sie den Quecksilberdampfdruck bestimmen.

Der Einbau eines Gitters (einer dritten Elektrode) macht aus dem Gleichrichter eine neue Röhre, das Thyratron ([2276], S. 157—193, [2305—2311]). Zwischen einem Thyratron und einer Hochvakuumtriode besteht in der Steuerwirkung durch ein an das Gitter gelegtes Potential ein wesentlicher Unterschied. In Abb. 304 sind die Strom-Spannungs-Charakteristiken, $I_a = f(U_g)$, des Anodenstromes I_a in Abhängigkeit von der Gitterspannung U_g für eine Elektronenröhre und für ein Thyratron dargestellt.

Ändert man U_g beim Thyratron, so kann man I_a nur in den Grenzen der unselbständigen Entladung gering ändern, solange $U_g < U_z$ (wo U_z das Zündpotential ist)

---

[1]) Im Russischen als „Gasotron“ bezeichnet.

[2]) Für die Berechnung des mittleren Stromes ist eine Zeitspanne von nicht mehr als 20 s zu veranschlagen.

und die Konzentration der positiven Ionen klein bleibt. Das Gitter besitzt hierbei eine negative oder eine geringe positive Spannung in bezug auf die Kathode. Sein Potential ist niedriger als das Potential des umgebenden Gases. Ein Teil der von der Kathode emittierten Elektronen fliegt durch das Gitter; die Spannung des Gitters bedingt die Stromstärke (Abb. 305a). Bei genügend hohem (algebraisch) Potential des Gitters verstärkt sich die Gasionisierung in einem solchen Maße, und die Konzentration der zum Gitter fliegenden Ionen wächst derartig an, daß das Entladungsplasma von der Kathode durch eine gleichmäßige Schicht positiver Raumladung völlig abgeschirmt wird, wie bei jeder in ein Plasma eingeführten Sonde, deren Potential niedriger ist als das Potential des umgebenden Gases. Sämtliche von der Kathode emittierten Elektronen gelangen zur Anode, da das innerhalb der Schicht existierende Feld sie aus der Schicht herausdrängt (Abb. 305b). Die Entladung entwickelt sich bis zu einem Stadium, das dem Sättigungsstrom der Kathode entspricht, Punkt P der Charakteristik in Abb. 304. Von diesem Punkt an übt das Gitterpotential praktisch keinen Einfluß mehr auf den Strom durch das Thyratron aus (bei Verminderung von U_g, die Gerade PM). Der Strom I wird bei genügend hohem Anodenpotential im Normalzustand des Thyratrons (Niedervoltbogen) ausschließlich durch die thermische Elektronenemission der Kathode und den Widerstand des äußeren Stromkreises bestimmt. Der Strom kann unterbrochen werden, wenn die

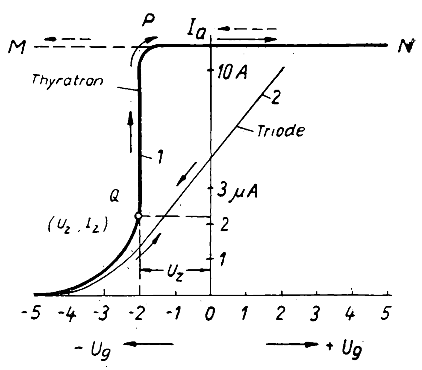


Abb. 304. Die Charakteristiken $I_a = f(U_g)$ einer Elektronenröhre und eines Thyratrons

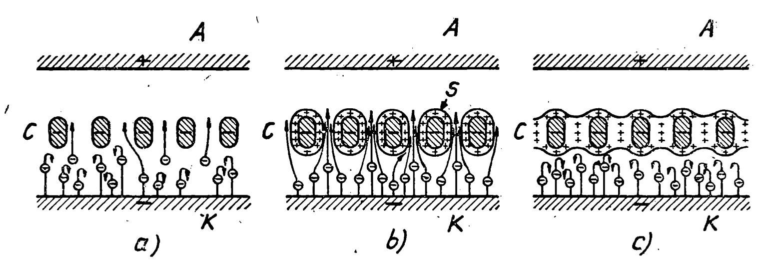


Abb. 305. Darstellung zur Wirkungsweise des Gitters im Thyratron

Spannung Anode — Kathode bis zu einem Wert vermindert wird, der kleiner als die Brennspannung des Niedervoltbogens ist, oder — was in der Praxis nicht angewandt wird —, wenn das Gitter so stark negativ gemacht wird, daß die Raumladungsschichten um die einzelnen Elemente (Drähte) des Gitters zusammenwachsen (Abb. 305c).

Die große Bedeutung des Thyratrons zur Stromsteuerung besteht darin, daß bei einem dem Punkt Q der Charakteristik von Abb. 304 entsprechenden Zustand durch eine äußerst geringfügige Änderung des Gitterpotentials eine Überleitung verursacht

wird von einem schwachen, praktisch vernachlässigbaren Strom zu einem solchen, dessen Stärke lediglich durch das Thyratron selbst und durch die Bedingungen des äußeren Stromkreises beschränkt ist. Das Thyratron stellt somit ein außergewöhnlich empfindliches Relais mit sehr geringer Trägheit dar, die nur durch die Aufbauzeit der Entladung bestimmt wird.

Durch die *Zündcharakteristik* eines Thyratrons wird der Zusammenhang zwischen der Gittervorspannung U_g und der Anodenspannung U_a, bei der die Zündung einsetzt, gegeben. Beispiele für zwei derartige Charakteristiken gibt Abb. 306 wieder, wobei *I* einem großen und *II* einem kleinen Gitterdurchgriff entspricht.

Liegt eine Wechselspannung U_a an der Anode und eine Gleichspannung U_g am Gitter, so wird die Entladung im Thyratron beim Nulldurchgang von U_a unterbrochen und zündet erst nach Ablauf einer Halbperiode von neuem. Durch

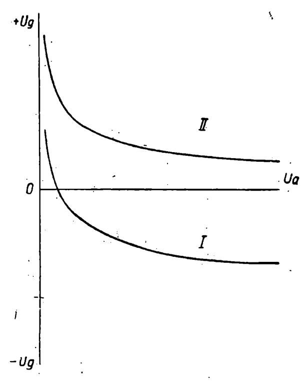


Abb. 306. Arbeitscharakteristiken eines Thyratrons

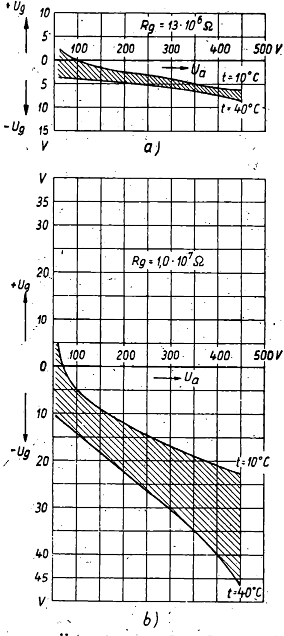


Abb. 307. Änderung der dynamischen Charakteristiken (Arbeitsgebiete) bei einer Temperaturänderung des Kolbenhalses eines Quecksilber-Thyratrons im Bereich von 10° bis 40° C (a bei einem Gitterwiderstand $R_g = 10\ \text{M}\Omega$, b bei $R_g = 1{,}3\ \text{M}\Omega$)

Änderung der Gleichspannung am Gitter oder durch eine Wechselspannung U_g und Veränderung des Phasenwinkels zwischen U_a und U_g regelt man den Einsatzzeitpunkt der Zündung und die Dauer des Stromdurchganges während der positiven Halbwelle. Das führt zu einem größeren oder kleineren gleichgerichteten Strom. Das Thyratron wird somit zu einem Gleichrichter, der die Steuerung der mittleren gleichgerichteten Stromstärke gestattet.

In Abb. 306 sind statische Kurven abgebildet. Sie entsprechen der Zündung des Thyratrons bei Gleichstrom und sonst unverändertem Zustand. Bei Wechselstrom fließt bei jeder neuen Zündung der Entladung im Gitterstromkreis noch ein von den

Ionen der vorherigen Brennperiode des Thyratrons herrührender Strom. Der Gitterstrom I_g führt zu einem zusätzlichen Spannungsabfall $I_g \cdot R_g$ im Gitterstromkreis, der das an das Gitter im Zündmoment von außen angelegte Potential ändert. Die Konzentration der restlichen Ionen hängt vom Belastungsstrom und vom Gasdruck ab. Beim Thyratron ändert sich der Quecksilberdampfdruck in gewissen Grenzen mit der Änderung des Stromes, ungeachtet der Wärmeschutzmaßnahmen am Kolbenhals des Thyratrons, der das Quecksilber enthält. Außerdem hängt die Konzentration der Restionen von der Frequenz des Wechselstromes und von der Gleichrichterschaltung ab (einphasig, zweiphasig usw.). Daher unterscheidet sich die dynamische Zündcharakteristik von der statischen, und ihre Lage hängt von den dargelegten Bedingungen ab. Deshalb muß beim dynamischen Betrieb von einem Zündbereich (Steuerbereich, Arbeitsgebiet) an Stelle einer Zündcharakteristik gesprochen werden. Ein Beispiel für die Zündbereiche und ihre Abhängigkeit vom Widerstand des Gitterstromkreises ist in Abb. 307 für ein Quecksilberdampfthyratron dargestellt.

§ 4. Quecksilberdampfgleichrichter

Beim Quecksilberdampfgleichrichter ohne Glühkathode dient das im unteren Kolbenteil des Gleichrichters befindliche Quecksilber als Kathode. Die Entladung ist eine Bogenentladung im Quecksilberdampf mit Feldemission an der Kathode.[1] Die Arbeitsweise eines Quecksilberdampfgleichrichters erfordert eine stromschwache Entladung zwischen der Kathode und der sogenannten Hilfselektrode und die Bildung einer Quecksilberdampfschicht von genügender Dichte über der Oberfläche des Quecksilbers zur Zündung und Aufrechterhaltung der Entladung in der Stromperiode, wenn die Quecksilberoberfläche Kathode wird. Im Laufe jeder Stromperiode springt die Entladung immer auf diejenige Anode über, die im gegebenen Augenblick das höchste Potential besitzt. Das Kathodenpotential ist in jedem gegebenen Zeitpunkt um die Bogenspannung (nicht mehr als 20 V) niedriger als das Potential der wirksamen Anode und höher als das Potential der gerade unwirksamen Anoden. Jede Hauptanode ist in einem besonderen Schutzrohr untergebracht, damit die vom Kathodenfleck auf der Quecksilberoberfläche fortgeschleuderten Quecksilbertropfen nicht zu ihr gelangen können. Der kuppelartige Teil des Gleichrichterglaskolbens[2], der eine große Oberfläche besitzt, dient zur verstärkten Kühlung und zur Kondensierung des sich im Gebiet des Kathodenfleckes ständig bildenden Quecksilberdampfes. Nach ihrer Kondensation an der Innenfläche des Domes fließen die Quecksilbertropfen nach unten in den Kathodenteich. Die Zündung der Entladung in kaltem Zustand erfolgt durch Kippen des Kolbens und nachfolgendes Abreißen eines Quecksilberfadens in einem seitlichen Kolbenansatz beim Zurückkippen in die Betriebsstellung. In Quecksilberdampfgleichrichtern für hohe Stromstärken werden vor den Anoden zur schnelleren Entionisierung des Quecksilberdampfes Gitter angebracht. Für sehr große Leistungen werden Quecksilberdampfgleichrichter als eiserne Gefäße gebaut. Der Querschnitt eines solchen Gleichrichters ist in Abb. 308 schematisch dargestellt.

---

[1]) Eine dieser Darstellung widersprechende Behauptung siehe [1807].
[2]) Im deutschen Sprachgebrauch „Dampfdom". (Die Red.)

Die mit der Arbeitsweise der Quecksilberdampfgleichrichter verbundenen theoretischen Fragen hängen von den Rückzündströmen der Anoden während ihrer betriebslosen Periode ab und ferner von den verschiedenen Bedingungen für die Rückzündspannung, wie dem Anodenmaterial, der Wärmebilanz der verschiedenen Gleichrichterteile sowie von der Einschnürung und dem Abreißen des Bogens bei starken Strömen. Das Abreißen des Bogens, das die Leistungsfähigkeit eines Gleichrichters beschränkt und das zu unerwünschten Folgen im Stromkreis führt — z. B. zu Überspannungen beim plötzlichen Abreißen des Bogens —, erfolgt durch *vollständige Ionisierung* des Quecksilberdampfes (Ionisation aller im gegebenen Volumenelement vorhandenen Atome). Die vollständige Ionisierung verhindert das Andauern des Stromes, obwohl dies vom äußeren Stromkreis gewährleistet wird, und der Strom wird unterbrochen.

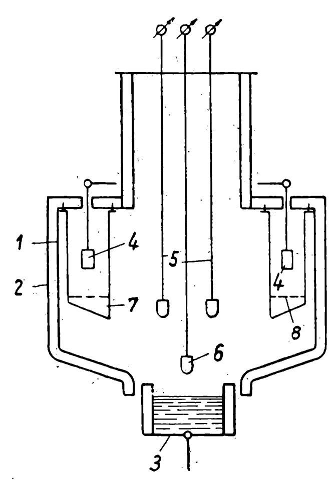


Abb. 308. Schematische Darstellung eines metallischen Quecksilberdampfgleichrichters: 1 eisernes vakuumdicht geschlossenes Gefäß des Gleichrichters; 2 Mantel zur Wasserkühlung; 3 Quecksilberkathode; 4 Betriebsanoden; 5 Hilfsanoden (Anregungsanoden); 6 Zündelektrode; 7 Anodenschutzrohr; 8 Entionisierungsgitter

Eine Sonderform eines Quecksilberdampfgleichrichters ist das *Ignitron* ([2276], S. 333—343). Im Ignitron erfolgt die Zündung der Bogenentladung bei jeder Periode durch eine spezielle Elektrode aus einem Halbleiter (Karborund, Silit, Borkarbid). Wenn an dieser Elektrode, deren Spitze in den Quecksilberteich eintaucht, Spannung liegt, entsteht an der Eintauchstelle ein Brennfleck, der die Hauptentladung einleitet. Deshalb ist im Ignetron keine Hilfsanode für eine dauernde Entladung notwendig. Der Zündprozeß beim Ignitron wird von seinen Erfindern durch Feldemission erklärt [2316]; dies ist jedoch nicht die einzige vorgeschlagene Theorie. Andere Theorien schreiben die Zündung einer starken Erhitzung an der schlecht leitenden Kontaktstelle des Quecksilbers mit dem Zündstift zu und außerdem einer starken Erhitzung beim Abreißen des leitenden Quecksilbers [2317]. Über Quecksilberdampfgleichrichter siehe [2312—2315].

§ 5. Die Schwachstromgasentladungsgefäße

In der Schwachstromtechnik werden viele Gasentladungsgefäße angewandt, die Glimmentladungen ausnutzen. Dazu gehört das *Thyratron mit kalter Kathode und der Glimmentladungsgleichrichter*.

Bei den Glimmentladungsgleichrichtern sind die Abmessungen der Elektroden sehr verschieden. Wenn die Elektrode mit großer Oberfläche als Kathode benutzt wird, ist die Glimmentladung normal und bedeckt nicht die gesamte Kathodenoberfläche. Deshalb sind der Kathodenfall und die gesamte Spannung an der Röhre verhältnismäßig klein und ändern sich mit zunehmender Stromstärke nicht merklich.

In der entgegengesetzten Halbperiode des Stromes, wenn die Elektrode mit sehr kleiner Oberfläche Kathode ist, muß die Glimmentladung stark anomal sein. Der Kathodenfall und die Gesamtspannung zwischen den Elektroden sind schon bei verhältnismäßig kleiner Stromstärke groß. Deshalb entsteht in der anderen Halbwelle entweder eine Entladung, oder die Stromstärke erreicht nur einen kleinen Wert,

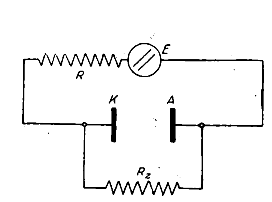


Abb. 309. Schaltbild eines Glimmstabilisators. E Spannungsquelle, K und A Kathode und Anode des Stabilisators, R_z der Widerstand des Stromkreises, in welchem die stabilisierte Spannung ausgenutzt wird, R Widerstand zur Begrenzung des durch den Stabilisator fließenden Stromes

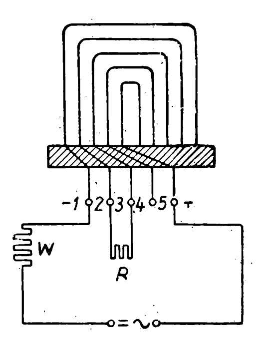


Abb. 310. Querschnitt eines Glimmstabilisators. Die Bezeichnung $= \sim$ deutet die Spannungsquelle an, W ist ein Vorwiderstand zur Begrenzung des Stromes durch den Stabilisator, R ist der Widerstand des Kreises, an den die stabilisierte Spannung geliefert wird. 1, 2, 3, 4, 5 sind die Anschlüsse des Stabilisators

auch beim Durchgang der Spannung durch das Maximum. Infolgedessen ist die Stromstärke in einer Halbperiode vielfach größer als in der anderen, und der Gleichrichtungskoeffizient ist groß.

Der konstante Kathodenfall, die Eigenschaft einer normalen Glimmentladung, wird in den sogenannten *Spannungsstabilisatoren* (Stabilisatoren [2318, 2319]) ausgenutzt. Die konstante Spannung wird zwischen Kathode und Anode der Entladungsröhre, in der die normale Glimmentladung vor sich geht, abgenommen, wie Abb. 309 zeigt. Um höhere Spannungen stabilisieren zu können, setzt man in ein und dieselbe Röhre mehrere Entladungsstrecken in Reihe. Die Elektroden eines Stabilisators bestehen beispielsweise aus mehreren konzentrischen Zylindern. Der Querschnitt eines derartigen Stabilisators ist in Abb. 310 dargestellt. Jeder dieser Zylinder hat eine separate Zuleitung und ist mit Ausnahme des äußersten und des innersten Zylinders gleichzeitig Anode der einen Entladungsstrecke und Kathode der anderen. Man kann Spannungen abgreifen, die ein Vielfaches des normalen Kathodenfalles jeder der Entladungsstrecken ausmachen. Der entnehmbare Strom muß viel kleiner sein als der Strom durch den Stabilisator. Die Konstanz der stabilisierten Spannung liegt bei einer Änderung der Belastung bis zur maximal zulässigen in den Grenzen von annähernd $1^0/_0$. Neonstabilisatoren können nur für einen bestimmten Bereich des Gasdruckes gebaut werden. Bei niedrigen Drucken (10 Torr und niedriger) hört die stabilisierende Wirkung auf.

§ 6. Elektronenvervielfacher[1])

Die Haupttypen der *Elektronenvervielfacher* sind: Die Vervielfacher mit Magnetfeld (Kubetzki [517]), Vervielfacher mit einem Gitter (Timofejew) [2323] und perforierte Vervielfacher [2325].

Beim ersten Typ wird eine Emissionsschicht (= Emittor) (Silber — Sauerstoff — Cäsium oder Schwefel — Kupfer) auf die innere Wandung einer Glasröhre aufgetragen, wie Abb. 311 zeigt (diese Schicht ist durch isolierende Zwischenräume im Glas in besondere Kaskaden aufgeteilt). Die Spannungen U_1, U_2, U_3 usw. an den einzelnen

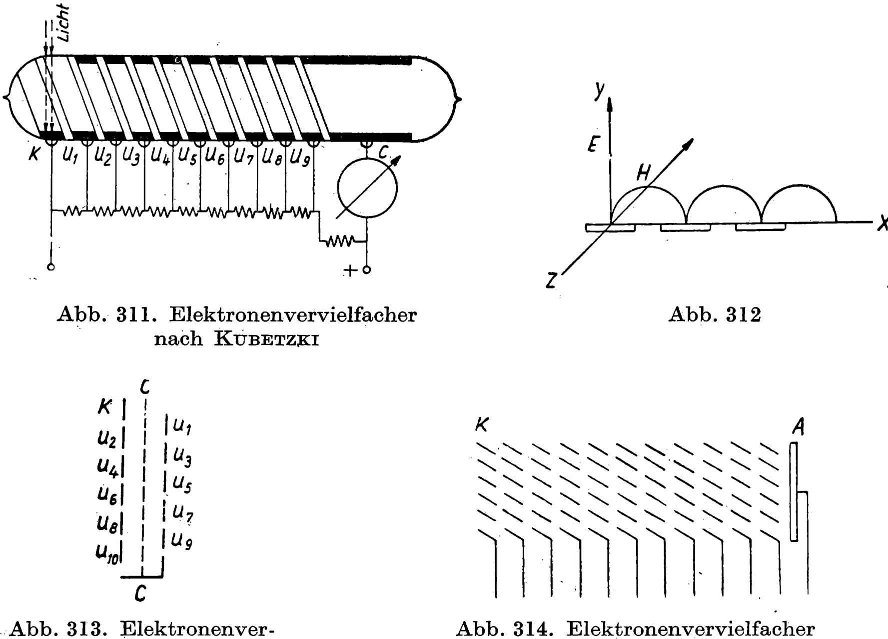


Abb. 311. Elektronenvervielfacher nach Kubetzki

Abb. 312

Abb. 313. Elektronenvervielfacher nach Timofejew

Abb. 314. Elektronenvervielfacher mit „Jalousie"-Elektroden

Emissionsschichten werden von der Kathode zur Anode stufenweise um je 100 V erhöht. Durch das magnetische Querfeld, senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 311, werden die Elektronen im elektrischen Feld von einer Emissionsschicht zur nächsten auf nahezu halbkreisförmigen Bahnen bewegt (Abb. 312). Die Stärke des Magnetfeldes ist der Anordnung der Emissionsschichten anzupassen.

In den Elektronenvervielfachern mit einem Gitter bestehen die einzelnen Kaskaden aus einer Anzahl schräg gegenüberliegender Elektroden von besonderer Form, an denen die Spannungen U_1, U_2, U_3 usw. liegen. Zwischen den beiden Elektrodenreihen ist das Gitter C angeordnet (schematisch dargestellt in Abb. 313). Das Gitter erhält Anodenpotential. Die Elektronen bewegen sich von Emissionsschicht zu

[1]) In der engl.-amerik. Literatur: Multiplier. (Die Red.)

Emissionsschicht infolge des elektrischen Feldes, das durch die Spannungen zwischen den Emissionsschichten und der Anode bzw. dem Gitter entsteht. Die Bestimmung dieses komplizierten elektrischen Feldes erfolgt an einem Modell im elektrolytischen Trog. Die Elektronenbahnen werden näherungsweise berechnet, wobei hauptsächlich graphische Methoden angewandt werden.

In Vervielfachern mit perforierten Elektroden liegen die Emittoren hintereinander und haben die Form einer Jalousie (Abb. 314). Die von der Vorderfläche einer jeden vorhergehenden Elektrode emittierten Elektronen gelangen unter der Wirkung des elektrischen Feldes auf die Vorderfläche der nächsten. In einer anderen Konstruktion sind die Jalousien durch Gitter ersetzt [2322].

In den Elektronenvervielfachern soll der *Dunkelstrom* möglichst klein sein, d. h. der Strom, der dann fließt, wenn am Vervielfacher Spannung liegt, die Kathode jedoch nicht belichtet wird. Der Dunkelstrom setzt sich aus den Isolationsströmen über die Glaswandungen, aus dem bei Mehrschichtkathoden möglichen thermischen Emissionsstrom der Kathode und aus dem Strom infolge eines noch vorhandenen Restgases oder Cäsiumdampfes zusammen. Die Hauptrolle spielt hierbei der thermische Emissionsstrom der Kathode oder der ersten Emissionsschicht, der durch die nächsten Kaskaden des Vervielfachers verstärkt wird. Zur Verminderung des thermischen Elektronenstromes wird eine Kühlung der gesamten Röhre oder wenigstens ihres Kathodenteiles empfohlen. Über Elektronenvervielfacher siehe [2322—2328].

§ 7. Die Elektronenstrahlröhren

Die Möglichkeit, einen Elektronenstrahl durch elektrische und magnetische Felder zu steuern, um trägheitslos auf einem Bildschirm einen beliebig vorgegebenen Weg zu beschreiben, führte beim Fernsehen zur Abkehr von der mechanischen Abtastung der einzelnen Elemente des wiederzugebenden Bildes mit Hilfe der NIPKOW-Scheibe[1]) zum Abtasten des Bildes mit einem Elektronenstrahl. Diese Röhre heißt Ikonoskop. Der Schirm dieses Ikonoskops, schematisch in Abb. 315 dargestellt, be-

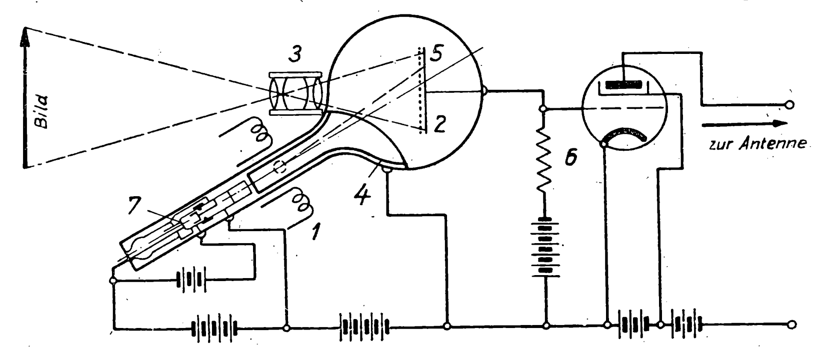


Abb. 315. Darstellung eines Ikonoskopes nach SWORYKIN: 1 Spulen zur Ablenkung des Elektronenstrahles; 2 der Schirm des Ikonoskopes; 3 Objektiv, das die optische Abbildung des zu übertragenden Bildes auf den Schirm 2 vornimmt; 4 die Anode, zu der die vom Schirm 2 emittierten Photoelektronen fliegen; 5 momentane Richtung des Elektronenstrahles; 6 Verstärkerstufe; 7 Elektronenkanone

[1]) Rotierende Scheibe mit spiralenförmig angeordneten Öffnungen.

steht aus einer dünnen Glimmerplatte [2332, 2333]. Eine Seite dieser Platte ist mit einer kompakten Metallschicht, die andere mit einer Cäsiumschicht überzogen. Letztere besteht aus einzelnen, einander nicht berührenden Mikrokathoden, die kleiner sind als der Querschnitt des Elektronenstrahls, Abb. 316 (Mosaik-Photokathode). Projiziert man auf einen derartigen Schirm das zu übertragende Bild, so werden die Mikrokathoden durch den Photoeffekt positiv geladen. Die Größe der Ladung und der Potentialunterschied zwischen einer gegebenen Mikrokathode und der Metallschicht auf der Rückseite des Schirmes hängen von der Belichtung des gegebenen Schirmelementes ab. Die positive Ladung jeder Mikrokathode wird beim Abtasten durch das Elektronenbündel, n-mal pro Sekunde, kompensiert. Die Kondensatorentladung des von der gegebenen Mikrokathode und der Metallschicht gebildeten Kondensators ruft in dem mit dem Ikonoskop verbundenen elektrischen System einen entsprechenden Stromimpuls hervor. Dieser Impuls wird verstärkt und zu einem oder mehreren Empfängern übertragen. Im Empfänger moduliert er die Geschwindigkeit des Elektronenstrahls in der Elektronenstrahlröhre, der Bildröhre (Kinoskop). Diese Geschwindigkeit bestimmt ihrerseits die Helligkeit des entsprechenden Bildschirmelements. In der Bildröhre überstreicht der Elektronenstrahl (immer in gleicher Richtung) den Schirm auf einander parallelen Zeilen, synchron mit der Bewegung des Elektronenstrahles auf der Senderseite n-mal in der Sekunde. Abb. 317 zeigt schematisch eine Bildröhre. Die die Bewegung des Elektronenstrahles steuernden Elektromagnete sind nicht gezeichnet. In einer Bildröhre kann die Sekundäremission des Bildschirmes die Helligkeit des Bildpunktes beeinträchtigen.

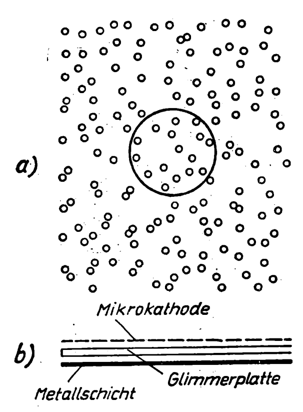


Abb. 316. Der Aufbau des Schirms des Ikonoskopes nach SWORYKIN: a) Aufsicht; b) Querschnitt

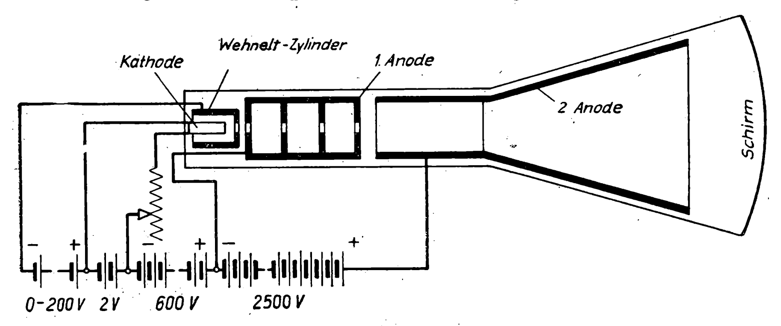


Abb. 317. Bildröhre nach SWORYKIN

Die Anwendungsmöglichkeit der optischen Gesetze auf Elektronenstrahlen und dann die Möglichkeit, die Richtung eines Elektronenstrahles durch *Linsen* und mehrlinsige *Objektive* und *Okulare* zu ändern, führten zum Elektronenmikroskop (Literaturverzeichnis darüber siehe in [2234]). In der Elektronenoptik können Medien mit

beliebigem Brechungsindex hergestellt werden, und die Wellenlänge der Elektronen kann willkürlich geändert werden, was für die Brechung von Bedeutung ist. Es wurde bewiesen, daß die Elektronenoptik zu weit umfassenderen Möglichkeiten als die geometrische Optik des sichtbaren Lichtes führt. Wenn die stärksten optischen Mikroskope eine 2—3 tausendfache Vergrößerung zulassen, gestatten die Elektronenmikroskope eine hunderttausendfache Vergrößerung. Die Größe der dem Studium zugänglichen Objekte ist schätzungsweise zehnmal so groß wie die gewöhnlichen Moleküle. Das Elektronenmikroskop ist bereits in den biologischen Wissenschaften zu einem unschätzbaren Instrument geworden. Auf diesem Gebiet besteht die Untersuchungsmethode mit dem Elektronenmikroskop in der Durchleuchtung des zu untersuchenden Objektes mit Elektronenstrahlen. In der Physik kann zum Studium der elektronischen Vorgänge als Objekt auch die durch ein Objektiv des Elektronenmikroskopes betrachtete Elektronen emittierende Kathode oder eine Sekundärelektronen emittierende von primären Elektronen bombardierte Zielscheibe dienen. Das Elektronenmikroskop wird auch erfolgreich bei Untersuchungen der Oberflächenbeschaffenheit von Metallen und Legierungen angewandt. Das einfachste Schema eines Elektronenmikroskopes ist in Abb. 318 dargestellt.

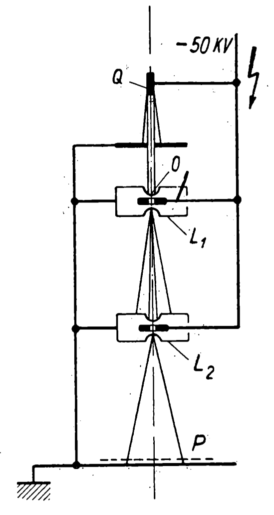


Abb. 318. Darstellung des einfachsten Elektronenmikroskopes. Q die Elektronenkanone; O das zu durchleuchtende Objekt; L_1 und L_2 „Objektiv" und „Projektionsokular" (Magnetlinsen); P der phosphoreszierende Schirm

Ein besonderer Typ der Elektronenstrahlröhre ist das *Klystron* zur Erzeugung elektrischer Schwingungen sehr kurzer Wellenlänge [2335—2337]. Über Elektronenstrahlröhren siehe auch [2329—2331].

§ 8. Die Lichtbogenschweißung

Die hohe Temperatur des positiven Kraters des PETROWschen Bogens und die noch höhere Temperatur in der positiven Säule dieses Bogens geben die Möglichkeit, den elektrischen Lichtbogen als Quelle sehr hoher Temperatur auszunutzen. Bei geringem Elektrodenabstand kann die Energie des Bogens auf kleinem Raum konzentriert werden. Im elektrischen Lichtbogenofen konnte eine Reihe neuer chemischer Reaktionen entdeckt werden, und es gelang erstmals, künstliche Diamanten durch Umkristallisierung von Graphit zu erhalten.

Weite Anwendung fanden die thermischen Eigenschaften des Bogens beim elektrischen Schneiden und Schweißen von Metallen. Die Initiatoren und Pioniere der Anwendung und Einführung dieser neuen Methoden in die Produktion waren in den achtziger Jahren des 19. Jahrhunderts der russische Elektriker und Bergingenieur N. G. SLAWJANOW und Ingenieur N. N. BENARDOS [2338—2340]. Die von ihnen vor-

geschlagenen technischen Maßnahmen fanden in in- und ausländischen Metallbearbeitungsbetrieben Anwendung.

Nach der Methode von BENARDOS erwärmt der elektrische Bogen zwischen einer beweglichen Kohleelektrode und einem Metall die Verbindungsstellen zweier Metallstreifen oder Platten und bewerkstelligt deren Schweißung. Die gleiche Methode wurde von BENARDOS zum Trennen von Metallplatten oder Tafeln und zur Durchlöcherung derselben sowie zur Umwandlung einer Gußeisenmodifikation in eine andere angewandt. Die Methode von SLAWJANOW benutzt an Stelle der Kohleelektrode einen Metallstab. Dieser Stab schmilzt unter der Wirkung des Bogens. Das Metall fließt als flüssige Masse auf den zu bearbeitenden Gegenstand, der als andere Elektrode dient, oder auch in eine untergestellte Form. Das Verfahren von SLAWJANOW ist eine Art elektrische Lötung und elektrischen Abgusses von metallischen Gegenständen und fand seinerzeit weite Verbreitung bei der Herstellung kleiner Metallwaren und bei der Reparatur gebrochener Metallteile (Vergießen von Spalten und Höhlungen, Aufschweißen von beschädigten Zähnen an Zahnrädern, Überzug eines Metalles mit der Schicht eines anderen usw.). Zum gewöhnlichen Gießen mehr oder weniger großer Metallteile schlug SLAWJANOW vor, die Oberfläche des zu gießenden Gegenstandes durch einen elektrischen Bogen zu erwärmen, um ein vorzeitiges Erhärten der oberen Metallschicht und die Bildung von Hohlräumen in der Metallmasse zu vermeiden. Bei einer solchen Erwärmung können die Gase aus dem Metall austreten und der Abguß wird einwandfrei. Die von SLAWJANOW und BENARDOS eingeführten Methoden zum Schneiden und Schweißen von Metallen haben weite Verbreitung und Vervollkommnung erfahren.

Schon im Jahre 1940 nahm die metallbearbeitende Industrie der UdSSR mit der Anzahl der in Betrieb befindlichen Schweißapparate den ersten Platz in der Welt ein. In den Jahren 1924—1935 führte das Akademiemitglied W. N. NIKITIN ausführliche Untersuchungen über die in elektrischen Maschinen und Apparaten für die Lichtbogenschweißung stattfindenden Prozesse durch. Von ihm wurde die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften des Schweißlichtbogens durchgeführt, die Parameter der statischen Charakteristik des Bogens bestimmt und der Einfluß der elektrischen Parameter der Stromquelle auf den Zustand des Bogens klargestellt. Auf Grund dieser Untersuchungen wurde eine Theorie der Schweißmaschinen und -apparate entwickelt sowie neue Typen zur Schweißung mit Wechselstrom niederer und höherer Frequenzen konstruiert (J. W. NITUSOW, F. J. KISLJUK, W. P. WOLOGDIN, S. T. NASAROW). Eine wesentliche Vervollkommnung der Schweißmethoden brachte die Anwendung spezieller Elektrodenbepastungen (Flußmittel). Der Zerfall der Bepastung im Bogen schafft günstige Bedingungen für das Brennen des Bogens und für die Schmelz- und Schweißprozesse, verbessert die Qualität der Naht und die chemische Zusammensetzung sowie die Struktur des aufgeschmolzenen Metalls. Im Zusammenhang damit wurden Untersuchungen der beim Schweißen vorkommenden physikalisch-chemischen Prozesse durchgeführt (J. O. PLATON, K. K. CHRENOW, M. W. POPLAWKO, G. M. TICHODEJEW u. a.). Durch diese Untersuchungen ist heute die einwandfreie Schweißung aller Sorten von kohlenstoffhaltigen und legierten Stählen möglich [2341, 2339].

Der Schweißlichtbogen ist ein kurzer Bogen. Der Wärmeaustausch zwischen den Elektroden sowie zwischen Gas und Elektroden spielt für den Zustand des gesamten Bogens eine wesentliche Rolle. Die Wärmeprozesse im Schweißlichtbogen wurden in den letzten Jahren von N. N. RYKALIN einer theoretischen Bearbeitung unterwor-

fen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen gestatten es, an die Berechnung der Leistungsfähigkeit und der thermischen Verhältnisse beim Schweißprozeß sowie an das Studium der Materialspannungen und Formänderungen, die beim Schweißen entstehen, heranzugehen [2341].

Beim Schweißprozeß hat der Einfluß des Magnetfeldes der Elektroden auf die Lage und den Zustand des Bogens Bedeutung, besonders bei Strömen über 1000 A.

Die Methoden zum Schweißen und Schneiden unter Wasser mit dem elektrischen Bogen wurden von K. K. Chrenow entwickelt und in weitem Maße in die Praxis eingeführt. Diese Methoden sind von ihm in der Arbeit [2342] dargelegt worden.

Mit dem Studium der elektrischen Vorgänge in Gasen sind sowohl die Methoden des sogenannten Widerstandsschweißens (Prozesse in der Kontaktschicht) und das auf der Dissoziation des molekularen Wasserstoffs im elektrischen Bogen zwischen Wolframelektroden beruhenden Arcatomverfahren eng verbunden.

§ 9. Die Gasentladungslichtquellen

Der Gedanke, daß mit dem von W. W. Petrow entdeckten elektrischen Lichtbogen „ein dunkles Gemach recht hell beleuchtet werden kann", wurde von ihm bereits im Jahre 1803 ausgesprochen [33]. Eine reale Basis für die Anwendung des Petrowschen Bogens sowie überhaupt des elektrischen Stromes zu Beleuchtungszwecken ergab sich erst mit der Erfindung mechanischer Generatoren zur Erzeugung elektrischer Ströme. Einer Einbürgerung der Bogenbeleuchtung traten zwei Umstände entgegen. Während des Bogenbrandes verkürzen sich seine Elektroden, der Abstand zwischen ihnen wird größer, der elektrische Zustand und das Licht des Bogens ändern sich. Deshalb muß der Abstand zwischen den Kohlen ständig reguliert werden. Man versuchte, diese Unzulänglichkeit durch automatische elektromagnetische Regler zu beheben. Doch bis zum Ende der siebziger Jahre des 19. Jahrhunderts führten diese Versuche zu keinem Erfolg: Die Regler arbeiteten nicht genügend zuverlässig und erforderten ständige Überwachung. Die andere ernste Unzulänglichkeit war der Umstand, daß von einer elektrischen Stromquelle nur eine Bogenlampe gespeist werden konnte (nur ein „Brenner", wie man sich damals ausdrückte). Die Lichtstärke jedes Brenners war größer, als sie für eine ganze Reihe Beleuchtungszwecke erforderlich war. Bei Parallelschaltung brannte nur der Bogen, dessen Brennspannung niedriger war als die der übrigen; bei Reihenschaltung störte die Arbeit des einen Reglers die Arbeit des andern: Die Kohlen des einen Brenners näherten sich bis zur Berührung, die des anderen schoben sich so weit auseinander, daß der Bogen erlosch.

Das Problem eines konstanten Elektrodenabstandes und das Problem einer „*Aufteilung*" des elektrischen Lichtes wurden von dem begabten russischen Elektriker P. N. Jablotschkow (1847—1894) glänzend gelöst [37—39]. Das erste und in bedeutendem Maße auch das zweite Problem löste Jablotschkow mit der berühmten „Jablotschkow-*Kerze*". In diesem „*Brenner*" (Abb. 319) sind beide Kohlen parallel zueinander angeordnet. Der Raum zwischen ihnen ist mit einer schwerschmelzbaren Isoliermasse ausgefüllt, die mit dem Abbrennen der Kohlen verdampft. Die Länge des Bogens bleibt unverändert. Mehrere Bogen können in Reihe in ein und demselben Kreis brennen. Das zweite Problem löste Jablotschkow auf zweierlei Art. Er schlug vor, die Primärwicklungen mehrerer Transformatorspulen in Reihe

zu schalten und die Speisung einer gleichen Anzahl einzelner selbständiger Stromkreise durch die Sekundärwicklungen dieser Spulen mit mehreren in Reihe geschalteten „Kerzen“. So stammt von P. N. JABLOTSCHKOW die heute vielfach benutzte Anwendung des Transformatorprinzips zur Verteilung des elektrischen Stromes. Die andere Art sah eine Verzweigung des Wechselstromes durch Kondensatoren vor. Nach der Methode von JABLOTSCHKOW wurden in kurzer Frist eine Reihe von Hauptstraßen in den Residenzen europäischer Staaten sowie Läden, Theater, der Hafen von Le Havre, die Schloßbrücke über die Newa im damaligen Petersburg usw. beleuchtet.

War eine große Lichtstärke erforderlich, so wurde der neue *Differentialregler* Konkurrent der JABLOTSCHKOW-Kerze, der von dem bedeutenden russischen Elektriker W. N. TSCHIKOLEW [40—42] stammt und der im wesentlichen in der Anwendung zweier getrennter Elektromagnete besteht, von denen der eine nur auf Spannungsschwankungen im Stromkreis der Bogenlampe reagiert, während der andere die Veränderung des Abstandes zwischen den Kohlen verhindert.

Das „Russische Licht“, das „Nordische Licht“, errang einen glänzenden Sieg über die Gasbeleuchtung und genoß überall großes Ansehen. Doch ungeachtet des glänzenden Erfolges wurde in den Jahren 1877—1879 und danach die JABLOTSCHKOW-Kerze durch die *Glühlampe* [2277] verdrängt, die keinen Austausch der abgebrannten Kohlen erforderte und deshalb im Gebrauch bequemer war. Außerdem ließ die Glühlampe eine feinere Aufteilung des Lichtes zu.

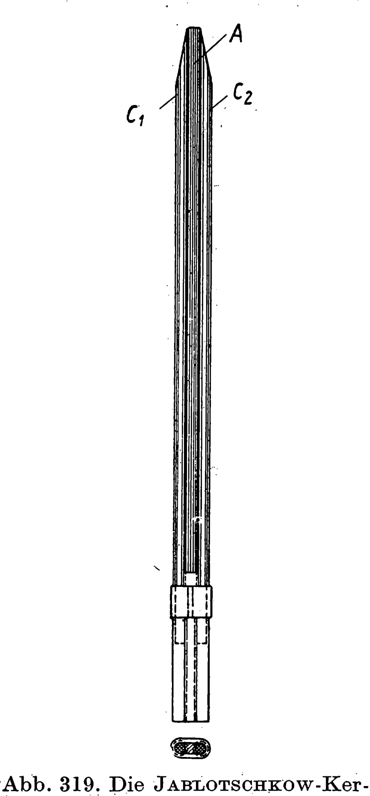
Heute wird der elektrische Lichtbogen als Lichtquelle in Projektionsapparaten und in Scheinwerfern angewandt, d. h. überall dort, wo hohe Leuchtdichten und große Lichtmengen erforderlich sind.

Die erste taugliche Glühlampe wurde von dem russischen Elektriker A. N. LODYGIN konstruiert und angefertigt, ein Jahr vor der Erfindung der JABLOTSCHKOW-Kerze[1]). Für die auf diese Weise gefundene Lösung des Problems einer Aufteilung des Lichtes erhielt LODYGIN im Jahre 1874 die Lomonossowprämie der Petersburger Akademie der Wissenschaften. A. N. LODYGIN ist gleichzeitig ein Pionier in der Anwendung von Fäden aus Molybdän und Wolfram in den Glühlampen. Die von ihm gebauten Lampen mit Fäden aus schwerschmelzbaren Metallen hatten auf der Weltausstellung in Paris im Jahre 1900 großen Erfolg.

Bei der Strahlungstemperatur fester Körper wird ein bedeutender Energieteil in den infraroten und den ultravioletten Teilen des Spektrums ausgestrahlt. Hieraus ergibt sich die kleine *Lichtausbeute* aller Glühlampen, die kleine Lumenzahl des Lichtstroms, die pro W Verbrauchsleistung an elektrischem Strom entfällt. Bei derjenigen Temperatur, bei der das Strahlungsmaximum des schwarzen Körpers mit dem Empfindlichkeitsmaximum des normalen menschlichen Auges zusammenfällt (annähernd 5000° K, $\lambda_{\max} = 5500$ Å) ist der Wirkungsgrad der Lichtstrahlung des schwarzen Körpers am größten, doch auch unter diesen Bedingungen im ganzen nur $14^0/_0$ (Lichtausbeute $621 \cdot 0{,}14 = 87$ lm pro Watt). Hinzu kommt, daß derart feste Körper, die bei einer Temperatur von 5000° K nicht schmelzen würden und aus denen man einen langlebigen Glühkörper in Form eines Fadens machen könnte, nicht bekannt sind. Da die Temperatur des Glühfadens viel niedriger als 5000° K ist, so beträgt der Wirkungsgrad einer Glühlampe im ganzen 2—$3^0/_0$, und die Strahlungs-

[1]) Erfindung der elektrischen Glühlampe durch HEINRICH GOEBEL im Jahre 1854. (Die Red.)

färbung einer Glühlampe unterscheidet sich stark von der Farbe des Tageslichtes. Der letztere Umstand führt zur Unmöglichkeit, bei künstlicher Beleuchtung durch Glühlampen nicht nur die feinsten, sondern auch gröbere Schattierungen der Farbe oder Stoffe erkennen zu können. Deshalb lag der Gedanke einer technischen Aus-



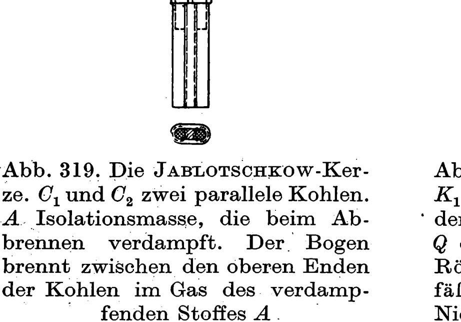


Abb. 319. Die JABLOTSCHKOW-Kerze. C_1 und C_2 zwei parallele Kohlen. A Isolationsmasse, die beim Abbrennen verdampft. Der Bogen brennt zwischen den oberen Enden der Kohlen im Gas des verdampfenden Stoffes A.

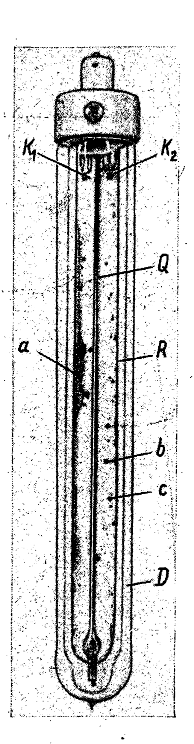


Abb. 320. Ansicht einer Natriumdampflampe. K_1 und K_2 die Oxydkathoden; R Glaskolben, der gegen Natriumdampf unempfindlich ist; Q eine gläserne Trennungswand, welche die Röhre R in zwei Kammern teilt; D Dewargefäß zur Wärmeisolation der Lampe; a, b, c Niederschlag und Tropfen metallischen Natriums im Inneren der Röhre R

nutzung der selektiven Strahlung der Gasentladungen für Zwecke der allgemeinen und speziellen Beleuchtung schon lange nahe.

Im Jahre 1904 wurden Glimmentladungsröhren mit Stickstoff- (goldgelbes Licht) oder Kohlensäurefüllung (Röhren mit Tageslicht) bis zu einem Druck von 0,5 Torr und Eisen- oder Graphitelektroden angefertigt. Zur Zeit haben von den Gasentladungslichtquellen die *Natriumdampflampen* die größte Lichtausbeute, die z. B. als Niedervoltbogen bei Wechselstrom mit Natriumdampf und Neon oder Helium als Grund-

gas arbeiten, Abb. 320 [2343]. Unter den entsprechenden Bedingungen einer Bogenentladung in Natriumdampf entfallen 80% der gesamten ausgestrahlten Energie auf die Resonanz-Doppellinie (Natrium-D-Linie) des Natriums von 5890 und 5896 Å. Bei Laboratoriumsversuchen wurde eine Lichtausbeute von 370 lm/W bei einer Stromstärke von 0,1 A und alleiniger Erfassung des Energieaufwandes in der positiven Säule der Entladung erreicht. Benutzt man jedoch die Röhre in einem derartigen Zustand, so muß zusätzlich eine große Energie zur Erwärmung der Röhrenwandungen zur Erzielung des optimalen Druckes des Natriumdampfes aufgewandt werden. Die Vergrößerung der Stromstärke zur Erwärmung der Lampe setzt die Lichtausbeute herab. Die zur Zeit in der Praxis entwickelten und angewandten Typen von Natriumdampflampen haben eine Lichtausbeute bis zu 60 lm/W. Diese Zahl kann durch entsprechendes Beheizen der Lampe noch erhöht werden (doppelte Hülle, Dewargefäß). Die in der UdSSR von B. N. KLARFELD [1566] entwickelten Laboratoriumsmuster von Natriumdampflampen mit Heliumzusatz besitzen eine Lichtausbeute bis zu 120 lm/W.

Wegen der monochromatischen gelben Strahlung, welche eine Möglichkeit zum Unterscheiden der Farben völlig ausschließt, sind die Natriumdampflampen für die Allgemeinbeleuchtung untauglich. Sie finden Verwendung, wenn nur schwache Beleuchtung erforderlich ist. Es erweist sich als vorteilhaft, die unbequemen Automobilscheinwerfer durch eine Gesamtbeleuchtung der Autostraßen mit Natriumdampflampen zu ersetzen. Die monochromatische Strahlung ist in diesem Fall nützlich, da sie die chromatische Aberration des Auges beseitigt und damit die deutliche Sicht der auf dem Wege befindlichen Gegenstände erhöht.

Bei der Anfertigung von Natriumdampflampen ist die Berücksichtigung einer Reaktion des Natriumdampfes mit dem Glas wichtig, da alle gewöhnlichen Glassorten sehr schnell dunkeln. Das Problem wird durch Verwendung von Spezialgläsern, die kein Silizium enthalten oder durch Überziehen der Innenwandung mit einem nicht mit Natrium reagierenden Stoff, z. B. mit einer dünnen Boraxschicht, gelöst.

In *Quecksilberdampflampen mit einem Grundgas* (Argon) wird als intensive Lichtquelle die eingeschnürte Bogensäule des Quecksilberdampfes bei Atmosphärendruck mit „selbstgeheizten" Kathoden ohne jede Fremdheizung außer der Erwärmung durch die Entladung selbst benutzt. Die Lichtausbeute dieser Lampen steigt mit zunehmenden Drucken an und erreicht in Quecksilberhochdrucklampen bis zu 40 lm/W. Obgleich die Farbe der vom Quecksilberdampf bei Hochdruck ausgesandten Strahlung der weißen Farbe näherkommt, ist jedoch die Farbwiedergabe bei der Beleuchtung durch diese Lampen noch sehr unvollkommen, da in diesem Spektrum Rot fehlt und andere Wellenlängen mit ungenügender Intensität vorhanden sind, dafür aber ein großer Überschuß an grüner und violetter Strahlung auftritt. Besonders stark stört die schlechte Farbwiedergabe der menschlichen Haut die Einführung einer allgemeinen Beleuchtung mit Quecksilberdampflampen. Die Verwendung von Quecksilberdampflampen in Kombination mit Neonlampen und mit Glühlampen löst die Frage nicht, da die gesamte Lichtausbeute der kombinierten Lichtquelle stark herabgesetzt wird und die Farbwiedergabe immer noch nicht genügend gut ist. Deshalb finden Quecksilberdampflampen nur für spezielle Zwecke Verwendung. So werden z. B. die Quecksilberdampflampen mit Quarzkolben und einer Leistung von 250 bis 1000 W in der Medizin zur Bestrahlung Kranker mit ultravioletten Strahlen angewandt. Infolge des hohen Drucks des Quecksilberdampfes (Atmosphärendruck) strahlen diese Lampen hauptsächlich Hg I-Linien

(keine Resonanzlinien) aus, die in den für Heilzwecke nützlichen Gebieten des ultravioletten Spektrums liegen. Ähnliche Lampen mit Glaskolben, wie der Lampentyp „Igar“, werden zum Lichtpausen benutzt. Die Glaswandungen der Lampen „Igar“ sind doppelt, und aus dem Raum zwischen ihnen wird die Luft ausgepumpt. Ein solcher „Vakuummantel“ verbessert die Wärmebilanz der Lampe. Zur Erreichung der gleichen Wandtemperatur und folglich desselben Druckes des Quecksilberdampfes ist eine kleinere Stromstärke und eine kürzere Zeit notwendig.

In *Höchstdruckquecksilberdampflampen* (СВД-Lampen)[1]) [2345—2356] wird die große Leuchtdichte der eingeschnürten dünnen Plasmasäule als Lichtquelle für Projektionsapparate in der Kinotechnik sowie für verschiedene Arten spezieller Scheinwerfer und Projektoren ausgenutzt. Den in ihnen vorkommenden Prozessen nach besteht

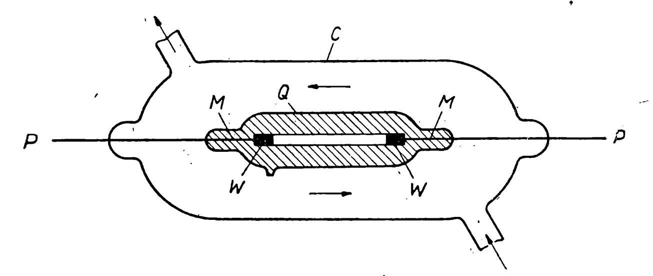


Abb. 321. Querschnitt der Kapillarlampe. *W* die Wolframelektroden, *Q* die Quarzkapillare; *M* eine dünne Molybdänfolie, dicht in das Quarz eingeschmolzen; *P* Stromzuführungen; *C* Glasmantel zur Wasserkühlung

zwischen den Lampen mit Hochdruck und denen mit Höchstdruck kein grundsätzlicher Unterschied. Da in den Höchstdrucklampen der Druck des Quecksilberdampfes viel höher ist, macht sich eine starke Kontraktion der Plasmasäule bemerkbar. Die Temperatur ist in dieser Säule höher und die Leuchtdichte größer.

Wegen der hohen Wandtemperatur der Höchstdrucklampe werden die Kolben aus Quarzglas gefertigt. Höchstdrucklampen werden für Wasserkühlung und Luftkühlung hergestellt. Für Leistungen von 250, 500 und 1000 W wird dieser Lampentyp mit kugelförmigen Kolben hergestellt.

Die Quarzkolben der wassergekühlten Lampen sind dickwandige Kapillarröhren mit einem Durchmesser von 1,0 bis 2,0 mm.[2]) Der Druck des Quecksilberdampfes im Betriebszustand der Kapillarlampe beträgt etwa 100 Atm. Der Querschnitt einer Kapillarlampe mit Kühlmantel ist in der Abb. 321 dargestellt.

Die Festigkeit der Wandungen, die wegen des hohen Druckes des Quecksilberdampfes in Hochdrucklampen groß sein muß, wird durch das Verhältnis von Außendurchmesser der Kugel oder der Kapillare zum Innendurchmesser bestimmt und kann daher immer genügend groß gemacht werden. Bei Drucken bis zu 200 Atm ist die Temperatur des kältesten Teils der Quarzwandungen noch immer bedeutend niedriger als die Schmelztemperatur des Quarzes von 1470° C. Die Explosionsgefahr

---

[1]) СВД ist die russische Bezeichnung und heißt Лампы сверхвысокого давления. (Die Red.)

[2]) Neuerdings werden auch wassergekühlte Edelgaslampen mit einem Fülldruck von etwa 2 Atm und einem Kolbendurchmesser von etwa 1 cm hergestellt. (Die Red.)

des Lampenkolbens bei Überhitzung ist nicht durch die Schmelztemperatur des Quarzes bedingt, sondern dadurch, daß im Temperaturintervall von 1100—1200° C eine Umwandlung des amorphen (geschmolzenen) Quarzes in den kristallinen Zustand vor sich geht, der sogenannte „Verfall des Quarzes".

Für die Beziehung zwischen dem Druck des Quecksilberdampfes in einer Höchstdruckkapillarlampe und der Längsfeldstärke der Entladung besteht die empirische Formel

$$p = \frac{1}{3}(E - 100); \tag{864}$$

der Druck p ist in dieser Formel in Atm einzusetzen, die Feldstärke E in V/cm.

Infolge der kleinen Abmessungen solcher Kapillarlampen ist ihre Wärmeträgheit klein, und es kann daher fast sofort nach ihrem Erlöschen wieder gezündet werden, was man mit Hochdrucklampen gewöhnlich nicht machen kann.

Eine der neuesten Höchstdrucklampen ist die Edelgashöchstdrucklampe mit einem Fülldruck von 10—15 Atm [1199, 1208]. Diese Lampen haben im Vergleich zu den Quecksilberhöchstdrucklampen eine kleinere Lichtausbeute. Ihr Wert liegt in dem kontinuierlichen Spektrum der Strahlung im sichtbaren Gebiet. Deshalb ist die Farbe und die Farbwiedergabe der Edelgashöchstdrucklampen sehr gut, und sie stellen Lichtquellen dar, die ihren Qualitäten nach absolut weißen Lichtquellen nahekommen. Die mit Argon gefüllten Lampen haben eine bläuliche Färbung, die mit Krypton-Neon-Gemisch eine zart rosa und die mit Xenon eine gelbliche Tönung. Das kontinuierliche Spektrum[1]) im ultravioletten Gebiet gestattet es, die Edelgashöchstdrucklampe als Lichtquelle bei der Absorptionsspektralanalyse anzuwenden, die im Vergleich zu der für denselben Zweck angewandten Wasserstofflampe vielfach „lichtstärker" ist. Außerdem stellen die Edelgashöchstdrucklampen zur Zeit die beste Lösung in all den Fällen dar, wenn eine lichtstarke konzentrierte Lichtquelle von guter Farbe erforderlich ist (z. B. bei der Projektion von Farbfilmen).

Über die Gasentladungslampen verschiedener Typen siehe [2344, 2357—2372], über Hochfrequenzlampen [2375], über Versuche zur Schaffung weißer Lichtquellen [2373, 2374].

Das Problem der Schaffung einer Lichtquelle mit bedeutend größerer Lichtausbeute und Farbwiedergabe als bei der Glühlampe ist heute unter gleichzeitiger Anwendung der Gasentladung und der Lumineszenz fester Körper bei Einwirkung von ultravioletter Strahlung gelöst worden.

In den Lumineszenzlampen benutzt man zur Anregung der Luminophore die Strahlung einer Niederdruckentladung, die intensive Resonanzlinien von 2537 Å und 1849 Å besitzt [2376—2403]. Die Luminophore werden unmittelbar auf die Innenwandung der Röhre aufgetragen, in der die Entladung vor sich geht. Der Entladungstyp ist ein Niedervoltbogen in einem Grundgas (Argon) von etwa 4 Torr mit einem Zusatz von Quecksilberdampf. Die geringe Leuchtdichte der Leuchtstofflampen beseitigt die schädliche Wirkung für das menschliche Auge, das sogenannte Flimmern.

Die Absorption von ultravioletter Strahlung durch Luminophore und ihre Ausstrahlung von sichtbarem Licht ergibt eine Lichtausbeute bis zu 50 lm/W unmittelbar

---

[1]) Die Entstehungsursachen des kontinuierlichen Spektrums von Edelgashöchstdrucklampen wurden im XI. Kapitel, § 14, dieses Buches betrachtet.

nach Anfertigung der Lampe und 45 lm/W nach den ersten 100 Brennstunden. Danach fällt die Lichtausbeute nur langsam ab.

Der wichtigste Teil einer Leuchtstofflampe ist die Luminophorschicht. Der Wirkungsgrad der Luminophore, ihre Quantenausbeute, d. h. das Verhältnis der Zahl der eingestrahlten Quanten zur Zahl der absorbierten hängt in bedeutendem Maße von der Reinheit der zur chemischen Herstellung von Luminophoren gebrauchten Stoffe ab. Der Reinheitsgrad „*rein zur Phosphoreszenz*“ ist höher als der Grad „rein zur Analyse“ oder „chemisch rein“. Jeder Luminophor zeigt bei der Einstrahlung einer gewissen Strahlung ein charakteristisches Strahlungsspektrum. Durch Mischen verschiedener Leuchtstoffe lassen sich Leuchtstofflampen verschiedener Farben herstellen. Farbige Lampen werden für dekorative Zwecke angewandt. Für die allgemeine Beleuchtung werden weiße Lampen verschiedener Tönungen gefertigt: *Lampen mit weißem Licht, Lampen mit gedämpftem weißem Licht* mit einer angenehmen rosa Tönung und endlich die *Tageslichtlampen*, die ein gestreutes Tageslicht wiedergeben. Die letzteren haben die beste Farbwiedergabe.

Die Strahlung von Gasentladungen wird für verschiedene spezielle Zwecke bereits verhältnismäßig lange angewandt. Hierbei wurde sowohl das Leuchten der positiven Säule wie auch das Leuchten der kathodischen Teile einer Glimmentladung benutzt. Zu den Lampen, bei denen das kathodische Leuchten Anwendung findet, gehören die *Neon-Signallampen*. Diese Lampen besitzen zwei Elektroden mit einigen Millimetern Elektrodenabstand und werden mit Neon bis zu einem Druck von 10—20 Torr gefüllt. Das Produkt aus Druck und Elektrodenabstand entspricht dem Minimum des Zündpotentials für Neon. Das negative Glimmlicht umgibt die Kathode als einen verwaschenen gelb-orangefarbigen Film. Bei der Verwendung der Lampe für Wechselstrom wechselt die Rolle der Kathode und Anode bei jeder Änderung der Stromrichtung, und beide Elektroden scheinen gleichzeitig mit Licht überzogen zu sein, da das Auge dem schnellen Wechsel nicht folgen kann. Schaltet man der Lampe einen entsprechenden Widerstand vor, so kann man die Stromstärke regeln und hat somit eine Lichtquelle, die sehr wenig Energie verbraucht. Solche Lampen finden als Spannungsanzeiger und Spannungsprüfer Anwendung.

Zur Verminderung des Zündpotentials von Neon-Signallampen gibt man der Neonfüllung eine kleine Menge Argon bei (0,5—1%). Beim Gebrauch von Neon-Signallampen für Spannungen von 110—120 V ist ein Zusatz von Argon ungenügend. Dann muß das Zündpotential der Entladung durch einen Bariumüberzug der Elektroden herabgesetzt werden. Signallampen für niedrigere Spannungen, bis zu 40 V, versieht man mit speziellen Cäsiumkathoden, wobei das Cäsium auf die vorher oxydierte Oberfläche einer Nickelkathode destilliert wird.

Bei der Wiedergabe von Bildern in der Bildtelegraphie werden Punktglimmlampen angewandt, die eine Glimmentladung mit einer Hohlkathode ausnutzen. Der Kathodenzylinder fokussiert ein Bündel der von ihm ausgehenden Elektronen. Die Entladung konzentriert sich in der Zylinderachse und verläuft in Richtung zur Anode. Eine kleine runde Öffnung in der Anode spielt die Rolle eines Diaphragmas. Die Helligkeit dieses Bündels wird von einem Photoelement gesteuert, das sich auf der Senderseite befindet, wobei es die Spannung der Lampe moduliert und eine Schwärzung eines Punktes auf einem lichtempfindlichen Papier hervorruft, der nacheinander jedem gegebenen Punkt des zu übertragenden Bildes entspricht. Die Außenfläche des Kathodenzylinders ist gegen die Entladung durch eine Isolierschicht geschützt. Eine Untersuchung der Entladung einer Hohlkathode, die in

Längsabschnitte aufgeteilt war, zeigte, daß die maximale Dichte des Entladungsstromes von der Innenfläche der Kathode ihrer Unterteilung entspricht und um so kleiner wird, je weiter wir uns in das Innere der Hohlkathode entfernen. Von der Punktglimmlampe fordert man für die Bildtelegraphie eine möglichst große Aktinität¹), die durch entsprechende Wahl des Gases erreicht wird (Quecksilberdampf mit Argon-Neon-Gemisch). Auf der Senderseite erwies sich ein Antimon-Cäsium-Vakuumphotoelement am geeignetsten.

Zu den Lampentypen, die das Leuchten der positiven Säule ausnutzen, gehören außer den Quecksilber- und Natriumdampflampen die *Neonröhren mit intensivem Brand*. Diese zeichnen sich durch ein intensives rotes Licht aus, das Nebel zu durchdringen vermag und leicht von der Strahlung anderer Lichtquellen zu unterscheiden ist. Deshalb können leistungsfähige Neonlampen als gut zu erkennende Signalfeuer dienen. Ein anderer Typ von Gasentladungslampen, die die Strahlung der positiven Säule ausnutzen, sind die *Hochspannungsleuchtröhren*. Sie werden u. a. bei Leuchtbuchstaben für Reklamezwecke angewandt.

Röhren mit einem Durchmesser von 20 mm haben bei Neonfüllung bis zu 5 Torr im Mittel eine Lichtausbeute von 14 lm/W. Die zum Unterhalt einer entsprechenden Stromstärke in der Röhre notwendige Spannung kann nach

$$V = a + b\,l \tag{865}$$

berechnet werden, wobei l die Länge der Röhre in Meter ist, a der Kathodenfall und b der Potentialabfall pro 1 m der positiven Säule. Für Neonröhren von 20 mm Durchmesser bei einem Druck von 5 Torr und einer Stromstärke durch die Röhre von 80 mA geht Gleichung (865) in

$$V = 230 + 270\,l \tag{866}$$

über. Bei kleinerer Stromstärke ist der Lichteffekt zu gering, bei größeren erfolgt eine zu starke Zerstäubung der Elektroden.

Im Augenblick der Zündung der Entladung ist eine um 25—50% höhere Spannung erforderlich als für die optimale Stromstärke im Dauerbetrieb. Deshalb sind Transformatoren mit großer Streuung zur Speisung von Hochspannungsleuchtröhren am geeignetsten. Die Elektroden der Hochspannungsleuchtröhren für Wechselstrombetrieb werden aus Eisen gefertigt.

Außer Neon findet zur Füllung von Leuchtschriftlampen auch Argon mit Quecksilberdampf Anwendung. Dann haben die Leuchtröhren eine blaue Farbe oder bei Röhren aus blauem Glas eine grüne Farbe. Auch erzielt man bei Hochspannungsröhren durch Verwendung von Luminophoren verschiedene Farben.

Einen speziellen Typ der Gasentladungslichtquellen stellen die Lichtquellen für die Spektralanalyse dar. Das sind Röhren verschiedener Art zur Erzeugung von Normalvergleichsspektren oder bestimmter Spektrallinien. Hierzu gehören die Glimmentladungsröhren mit einer positiven Säule in einer engen Kapillare und verschiedenen Gasen (siehe beispielsweise [2404]). Eine andere Art von Lichtquellen für die Spektralanalyse hat den Zweck, eine Entladung in den Dämpfen dieser oder jener Stoffe, die in den Entladungsraum gebracht werden oder die vom Elektrodenmaterial abgegeben werden, zu erhalten. Hierbei wird entweder eine Bogenentladung zur Erzielung eines Bogenspektrums oder eine kondensierte Funken-

¹) Eine möglichst starke Wirkung auf das Photopapier.

entladung oder der sogenannte „aktivierte" bzw. „heiße" Bogen angewandt, das ist ein Gleichstrom- oder 50-periodiger Wechselstrombogen mit gleichzeitiger Überlagerung einer zusätzlichen Hochfrequenzspannung an den Elektroden.

§ 10. Die Elektrofilter

Die in einem Gas enthaltenen festen oder flüssigen Teilchen geringer Größe (Staub), die in das äußere Gebiet einer negativen Koronaentladung mit unipolarer Raumladung eindringen, werden durch die sich anlagernden negativen Ionen geladen und verschieben sich in Richtung zur positiven Elektrode. Auf dieser Erscheinung beruht die von KOTTREL vorgeschlagene Reinigung von Gasen und Rauch, die Flugasche und unverbrannte Teilchen des Heizmaterials enthalten. Ebenso wird bei gewissen chemischen Produktionsverfahren ein Einfangen zerstäubter chemischer Produkte und wertvoller Stoffe durchgeführt, die buchstäblich „durch den Schornstein fliegen" würden, wenn nicht entsprechende Maßnahmen getroffen werden. Theoretisch wäre auch eine Anwendung einer positiven Koronaentladung für denselben Zweck denkbar. In der Praxis benutzt man jedoch immer eine negative Koronaentladung wegen der großen Wahrscheinlichkeit von Funkendurchbrüchen bei einer positiven Korona. Die für diesen Zweck gebrauchten Einrichtungen heißen *Elektrofilter* oder Elektroseparatoren.

Die Elektrofilter bestehen aus langgestreckten Kammern von verschiedenen Querschnittsformen, die ihrer ganzen Länge nach von einem oder mehreren Leitungen oder Bändern (sogenannten Sprühelektroden) durchzogen werden. Die Länge der Elektrofilter beträgt bis zu zehn und mehr Meter, ihr Durchmesser 250—300 mm. Der Durchmesser der Sprühelektroden beträgt ein oder mehrere Millimeter. Die an die Koronaelektrode gelegte Spannung beläuft sich auf einige zehn Kilovolt. Die Koronastromstärke pro laufenden Meter ist 0,15—0,2 mA. Die Durchlaufgeschwindigkeit des Gases durch die Kammer des Elektrofilters beträgt bis zu 2 Meter pro Sekunde. Die sich an der positiven *Kammerwandung* absetzenden festen Teilchen fallen unter dem Einfluß der Schwerkraft in ein Sammelgefäß. In vielen Fällen bilden die festen Teilchen an der Kammerwand eine feste Schicht. Zu ihrer Entfernung wird die Sammelelektrode periodisch und manchmal auch ständig geschüttelt bzw. gerüttelt (Klopfen mit einem Hammer).

Zur Beherrschung der in den Elektrofiltern stattfindenden Vorgänge sind folgende Prozesse zu untersuchen: Die Ladungsprozesse der Fremdteilchen im äußeren Gebiet einer Koronaentladung, die Bewegungsgesetze der Fremdteilchen im Gas und die Prozesse auf der Ablagerungselektrode. Die auf die Fremdteilchen wirkenden Kräfte sind außer der Schwerkraft, den Reibungskräften des sich bewegenden Gases und den aerodynamischen Kräften, die auf einen beliebigen dielektrischen Körper in einem inhomogenen elektrischen Feld wirkende ponderomotorische Kraft, die für Kugelteilchen mit dem Halbmesser a und der Dielektrizitätskonstanten ε

$$F_1 = a^3 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} E \operatorname{grad} E \tag{867}$$

beträgt und die COULOMB-Kraft

$$F_2 = x\, e\, E, \tag{868}$$

wobei E die elektrische Feldstärke und x die Anzahl der Elementarladungen infolge der sich auf das Teilchen angelagerten Ionen sind. Die Kraft F_1 hat lediglich in

der Nähe der Sprühelektrode einen bedeutenden Wert und führt dort zur Anreicherung der im Gas zerstäubten Teilchen. Im äußeren Gebiet einer Koronaentladung, wo das Feld beinahe homogen ist, kann man diese Kraft außer acht lassen.

Die negativen Ionen gelangen auf die Oberfläche der Teilchen erstens infolge ihrer Bewegung im Entladungsfeld und zweitens infolge ihrer ungeordneten Wärmebewegung. Die Betrachtung des ersten Problems führt zur Vorstellung von der sogenannten *Grenzladung* $x_g \cdot e$ eines Teilchens, bei dem das Entladungsfeld nicht mehr imstande ist, ein neues zusätzliches Ion auf der Oberfläche eines Teilchens anzulagern. Nach dieser Theorie gilt für die Teilchenladung [2418—2420]

$$x_g = \left(1 + 2\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\right)\frac{E a^2}{e}. \tag{869}$$

Durch die thermische Bewegung besitzen die Ionen alle möglichen Geschwindigkeiten, darunter auch sehr große. Deshalb gibt es für jeden Wert von $x e$ im umgebenden Gas ein Ion, das fähig ist, die Abstoßungskraft dieser Ladung zu über-

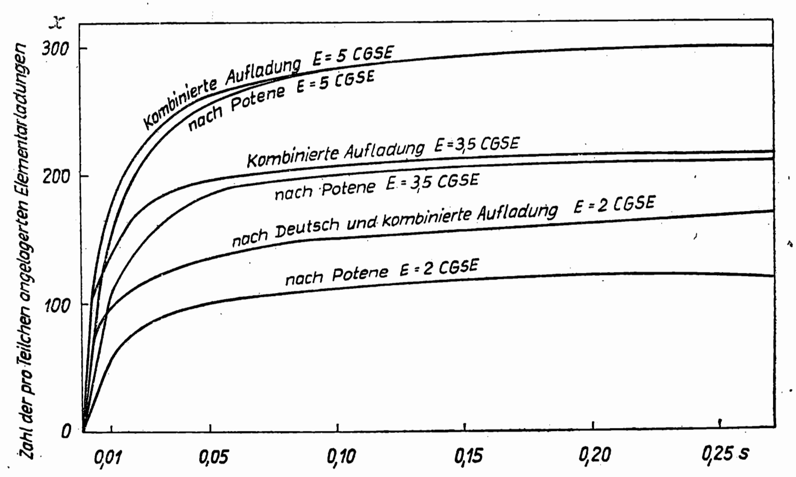


Abb. 322. Der zeitliche Verlauf der Ladung leitender Fremdteilchen vom Halbmesser $a = 1\ \mu$ in der Zone des äußeren Gebietes einer Koronaentladung unter der Wirkung von: 1. alleiniger Wärmebewegung der Ionen, Kurve nach DEUTSCH; 2. Ionenbewegung unter alleiniger Wirkung der elektrischen Feldstärke F nach POTENE und 3. gleichzeitige Wirkung beider Faktoren (Kurven kombinierter Aufladung). Zeit der Aufladung bis 0,25 Sekunden

winden und die Oberfläche des Teilchens zu erreichen. Mit dem Anwachsen von x gibt es immer weniger derartige Ionen, und die Aufladegeschwindigkeit des Teilchens verringert sich mehr und mehr. In diesem Fall kann man den Begriff der relativen Grenzladung $x'_g e$ benutzen, die durch einen genügend kleinen Wert von $\frac{dx}{dt}$, beispielsweise eine Elementarladung in 5, 10, 100 s, bestimmt wird [2423]. Die Theorien über die Ladung von Kugelteilchen ergeben für x'_g allein infolge der thermischen Bewegung der Ionen Werte, die dem Halbmesser a direkt proportional sind [2421, 2422]. Eine Synthese der auf die Betrachtung der gerichteten wie auch der un-

geordneten Bewegung der Ionen im Gas aufgebauten Theorien [2424] führt zu einem zeitlichen Verlauf der Aufladung metallischer Teilchen, wie sie die Abb. 322 bis 324 zeigen.

Die Aufladung geht anfangs so vor sich, daß man die Wärmebewegung außer acht lassen kann. Wenn x sich dem Grenzwert x_g nähert, wird der weitere Ladungs-

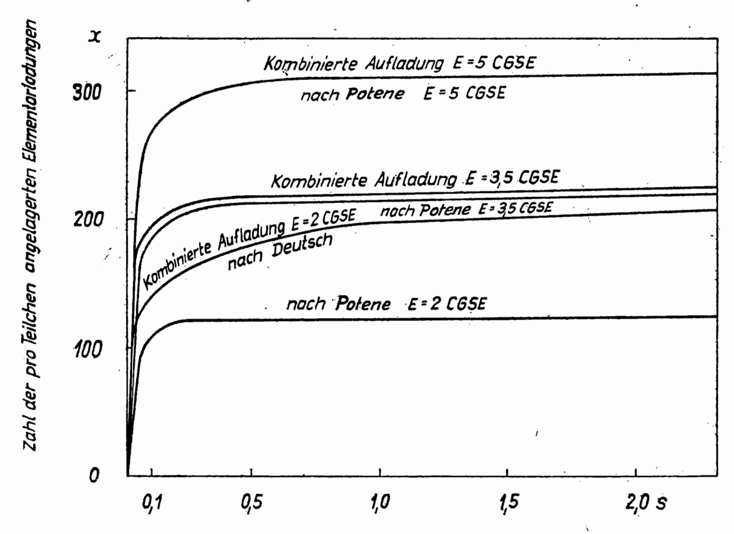


Abb. 323. Wie Abb. 322, jedoch für eine andere Zeitdauer — bis zu 2,5 Sekunden

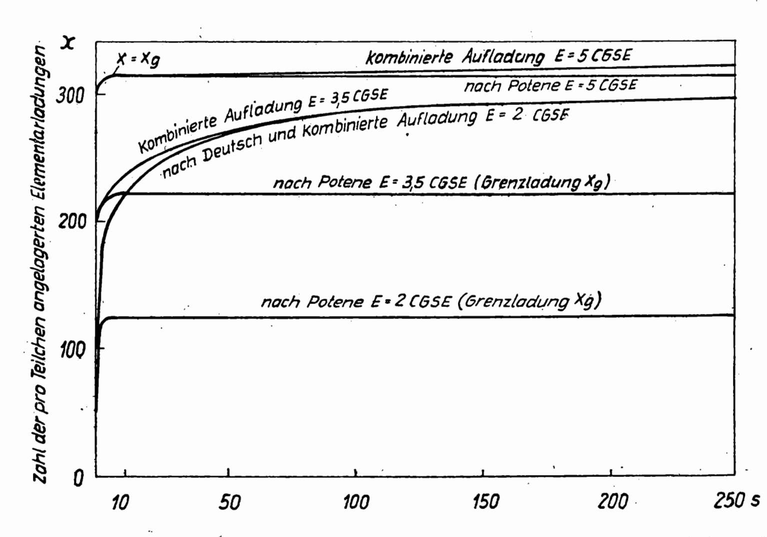


Abb. 324. Wie Abb. 322 und 323, jedoch für große Zeiträume von einigen hundert Sekunden

verlauf durch die Wärmebewegung bestimmt. Ist $x'_g \gg x_g$, dieser Kurventeil ist wesentlich, so ist x'_g dem Halbmesser des kugelförmigen Fremdteilchens direkt proportional; x_g ist dem Quadrat des Halbmessers proportional. Deshalb kann man für kleine Teilchen als Grenzladung den Wert x'_g benutzen. Für Teilchen mit großem Halbmesser benutzt man den Wert x_g.

Die Grenzen der Anwendung dieser oder jener Theorie hängen nicht nur vom Halbmesser a der Teilchen ab, sondern auch von der Feldstärke E sowie von der Verweilzeit des Gases im Elektrofilter, wie das aus den Werten der Tabelle 48 und auch aus den Kurven der Abb. 322—324 zu ersehen ist.

Tabelle 48

Theoretische Werte der Grenzladung x_g und x'_g und die Anzahl x der tatsächlich im äußeren Gebiet einer Koronaentladung während der Zeit τ an ein kugelförmiges leitendes Teilchen vom Radius a bei einer Feldstärke E_g und einer Ionenkonzentration n angelagerten Elementarladungen

a	E_g	x_g	x'_g	Bei $n = 5 \cdot 10^7$ Ionen/cm³ und $\tau =$					
		Elementar-	Elementar-	1 s	2 s	4 s	6 s	20 s	40 s
μ	CGSE	ladungen	ladungen	Bei $n = 1 \cdot 10^8$ Ionen/cm³ und $\tau =$					
				0,5 s	1 s	2 s	3 s	10 s	20 s
2,0	2	500	504	489	496	500	501	504	—
1,0	2	125	233	180	193	208	216	238	250
1,0	3,5	220	233	216	220	224	228	242	253
1,0	5	314	310	307	310	312	313	313	314
0,5	5	78	100	88	93	98	102	115	123

Die zu den Grenzwerten x_g führende Theorie ist für die gewöhnliche Verweilzeit von Fremdteilchen im Elektrofilter bei $a \leqq 0{,}5\,\mu$, $E_g \leqq 5$ CGSE anwendbar; die zu x'_g führende bei $a \geqq 1\,\mu$, $E_g \geqq 3$ CGSE und bei $a > 2\,\mu$, $E_g > 2$ CGSE.

Die Theorie der elektrischen Gasreinigung beschreibt die in den Elektrofiltern auftretenden Prozesse nur in allgemeinen Zügen. Die Einzelheiten der Vorgänge im Elektrofilter unterscheiden sich manchmal sehr stark von diesem mehr oder weniger einfachen Bild. Das kommt erstens daher, daß in Wirklichkeit die im Gas vorhandenen Teilchen in allen praktischen Fällen nicht nur verschiedene physikalische Eigenschaften besitzen, die von Teilchen zu Teilchen wechseln, sondern auch verschiedene Größe sowie eine mehr oder weniger komplizierte Form haben, die sich manchmal stark von einer Kugel unterscheidet. Zweitens verlaufen die Prozesse auf der Ablagerungselektrode bei weitem nicht immer so einfach, wie es die Theorie annimmt.

In der Praxis ist daher der Wirkungsgrad eines Elektrofilters veränderlich und oft viel niedriger als es die Theorie angibt. Außerdem wirkt ein Elektrofilter bis zu einem gewissen Grad selektiv: Aus der Gesamtmenge der in die Kammer eindringenden Teilchen werden die einen normal eingefangen, die anderen aus der Kammer wieder fortgetragen. Über die elektrische Reinigung von Gasen und die sich hierauf beziehenden Fragen siehe [2405—2417, 2425, 2426, 2521—2523].

§ 11. Die Elektroseparation der Stoffe in der Koronaentladung

Der unterschiedliche Grad des Niederschlagens der Teilchen verschiedener Stoffe im Elektrofilter führt auf den Gedanken, Prozesse, wie sie im Elektrofilter auftreten, zur Trennung von Teilchen verschiedener Art anzuwenden. Eine derartige Trennung oder *Separation der Stoffe* hat für die Anreicherung verschiedener Erze und bei der Gewinnung nützlicher Mineralien aus den Abgasen und Abfällen der Hüttenindustrie Bedeutung. Hierbei sind in den letzten Jahren bedeutende Erfolge erzielt worden, die bereits zur Entwicklung entsprechender Laboratoriumsmuster geführt haben [2427, 2428]. Hierbei werden Elektrofilter mit einer speziellen Einrichtung benutzt, wobei der Niederschlag der verschiedenen Stoffe in Bunkern vor sich geht. Bei derartigen Separatoren sind Gitter in verschiedener Höhe längs den Wandungen der Ablagerungskammer angeordnet, die sogenannten *Gitterelektroseparatoren*. Oder aber die Trennung der Stoffe beruht in ihrem unterschiedlichen Verhalten gegenüber der als rotierenden Trommel mit reiner Metalloberfläche ausgebildeten Ablagerungselektrode. Die Teilchen der einen Art, und zwar die Teilchen mit großer Material- und Oberflächenleitfähigkeit, geben der Trommel ihre Ladung sofort ab, springen von ihr ab und gelangen in den ersten Sammelbunker. Andere halten sich eine gewisse, wenngleich kurze Zeit an der Trommel und fallen dann in den zweiten Bunker. Die dritten behalten ihre Ladung länger als die anderen, bleiben auf der Trommel haften und werden in einen dritten Bunker durch eine entsprechend angeordnete Bürste transportiert.

XXIV. Anhang

§ 1. Einige Formeln der kinetischen Gastheorie

1. Die Gleichung des idealen Gaszustandes:

$$p V = R T. \tag{870}$$

Dabei ist p der Gasdruck in dyn/cm^2, T ist die Temperatur des Gases in °K; V ist das von einem Grammolekül des idealen Gases bei gegebenem p und T eingenommene Volumen; R ist die Gaskonstante.

Dividiert man beide Seiten der Gleichung (870) durch die AVOGADROsche Zahl N und beachtet, daß $\frac{N}{V} = n =$ die Anzahl der Gasteilchen pro Volumeneinheit bei gegebenem p und T und $R/N = k$ die BOLTZMANN-Konstante sind, so folgt

$$p = n \cdot k \cdot T. \tag{871}$$

Die Gleichungen (870) und (871) sind in erster Näherung auf reale Gase und auf das Elektronengas im Vakuum oder im Plasma einer Gasentladung anwendbar.

2. Das MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz:

a) Von der Gesamtzahl n von Gasteilchen in einer Volumeneinheit haben dn_c Teilchen eine Geschwindigkeit, die im Intervall zwischen c und $c + dc$ liegt,

$$dn_c = n \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{c^2}{c_0^3} e^{-\frac{c^2}{c_0^2}} dc . \tag{872}$$

Darin ist c_0 die *wahrscheinlichste* Geschwindigkeit, sie entspricht dem Maximum der Verteilungsfunktion

$$c_0 = \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{1}{2}} . \tag{873}$$

b) Die Anzahl von Teilchen, deren Geschwindigkeit *nicht nur wertmäßig, sondern auch richtungsmäßig* bestimmt ist, mit den Komponenten auf der X-, Y- und Z-Achse im Intervall von u bis $u + du$, von v bis $v + dv$ und von w bis $w + dw$ beträgt

$$dn_{uvw} = n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{2kT}(u^2+v^2+w^2)} du \cdot dv \cdot dw . \tag{874}$$

c) Die Anzahl der Teilchen, die eine größere *Geschwindigkeit als eine gewisse vorgegebene Geschwindigkeit* c_1 haben, beträgt

$$n_{c>c_1} = n \left\{\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{c_1}{c_0} e^{-\frac{c_1^2}{c_0^2}} + 1 - P\left(\frac{c_1}{c_0}\right)\right\} , \tag{875}$$

wobei $P(x)$ das GAUSSsche Fehlerintegral ist,

$$P(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du . \tag{876}$$

d) Zwischen der *wahrscheinlichsten Geschwindigkeit* c_0, *der mittleren Geschwindigkeit* $\bar{c}$ *und der Effektivgeschwindigkeit* $G = \sqrt{\overline{c^2}}$ bestehen die Beziehungen

$$\bar{c} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} c_0 = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} G = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} , \tag{877}$$

$$G = \sqrt{\frac{3}{2}} c_0 = \sqrt{\frac{3\pi}{8}} \bar{c} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} , \tag{878}$$

$$c_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \bar{c} = \sqrt{\frac{2}{3}} G = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} , \tag{879}$$

worin M das Molgewicht des Gases ist.

e) Die Anzahl der Teilchen, die bei einer MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung *in* 1 s *auf* 1 cm² *einer Wandung auftreffen* oder eine beliebig orientierte Fläche von 1 cm² infolge ihrer thermischen Bewegung durchdringen, beträgt

$$N_1 = \frac{1}{4} n \bar{c} = \frac{1}{\sqrt{6\pi}} n G = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} = n \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}}. \tag{880}$$

Nach der gleichen Formel (880) wird auch die Anzahl der in 1 s bei einer Temperatur T von 1 cm² der Oberfläche eines festen oder flüssigen Körpers im Vakuum verdampfenden Teilchen bestimmt. In diesem Fall ist n die Konzentration der Teilchen im gesättigten Dampf des gegebenen Stoffes bei der Temperatur T.

f) *Die mittlere freie Weglänge beträgt*:

1. *eines neutralen Gasteilchens*

$$\lambda_g = \frac{1}{\sqrt{2}\, n \pi \sigma^2}, \tag{881}$$

wobei σ der „*Durchmesser* des Teilchens" ist;

2. *eines Molekülions* mit einer im Vergleich zur Geschwindigkeit eines Neutralteilchens großen Geschwindigkeit

$$\lambda_i = \sqrt{2}\, \lambda_g = \frac{1}{n \pi \sigma^2}; \tag{882}$$

3. *eines Elektrons*

$$\lambda_e = 4\sqrt{2}\, \lambda_g = 5{,}67\, \lambda_g. \tag{883}$$

Wegen der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Gasteilchen von der Geschwindigkeit des Elektrons kann λ_e nach Formel (883), besonders bei kleinen Geschwindigkeiten der Elektronen, stark von der Wirklichkeit abweichen.

g) Von N durchlaufenen freien Weglängen eines oder vieler Teilchen wird die Strecke $l \geqq \lambda$ in

$$N_\lambda = N e^{-\frac{\lambda}{\lambda_0}} \tag{884}$$

Fällen und Weglängen im Intervall von λ bis $\lambda + d\lambda$ in

$$dN = \frac{N}{\lambda_0} e^{-\frac{\lambda}{\lambda_0}} d\lambda \tag{885}$$

Fällen frei durchlaufen, wo λ_0 die mittlere freie Weglänge ist.

§ 2. Die Strömungsgesetze der Gase in zylindrischen Röhren

Wenn λ_0 viel kleiner als der Durchmesser $2R$ einer Röhre von kreisrundem Querschnitt ist, so gilt das POISEUILLE-Gesetz. Das in 1 s durch die Röhre vom Durchmesser $2R$ und der Länge l bei den Drucken p_1 und p_2 an ihren Enden in dyn/cm² durchfließende Gasvolumen (in cm³) beträgt

$$U = \frac{\pi (2R)^4}{128 \eta \cdot l} (p_1 - p_2), \tag{886}$$

wobei η der Koeffizient der inneren Gasreibung (Viskosität, dynamische Zähigkeit) ist.

Ist λ_0 viel größer als $2R$, so gilt das KNUDSEN-Gesetz

$$\frac{p_1+p_2}{2} U = \frac{1}{6} \cdot \sqrt{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\varrho_1}} \frac{(2R)^3}{l} (p_1 - p_2), \tag{887}$$

wobei ϱ_1 die Dichte des gegebenen Gases in g/cm³ bei einem Druck von 1 dyn/cm² ist.

Für eine zylindrische Röhre mit beliebigem Querschnitt hat das KNUDSEN-Gesetz die Form

$$U = \frac{8\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}\sqrt{\varrho_1}} \frac{A^2}{O \cdot l} (p_1 - p_2), \tag{888}$$

wobei O der Umfang des Röhrenquerschnittes und A die Querschnittsfläche ist.

Die Formel für den Grenzfall, wenn λ_0 und $2R$ von gleicher Größenordnung sind, lautet

$$U = \left\{ \frac{\pi (2R)^4}{128 \eta l} \frac{p_2+p_1}{2} + \frac{1}{6} \sqrt{2\pi} \frac{1}{\varrho_1} \frac{(2R)^3}{l} \frac{1 + \frac{\sqrt{\varrho_1}}{\eta} \frac{p_1+p_2}{2} (2R)}{1 + 1{,}24 \frac{\sqrt{\varrho_1}}{\eta} \frac{p_2+p_1}{2} (2R)} \right\} (p_1 - p_2). \tag{889}$$

Wenn wir in (886), (887), (888) oder (889) $p_1 - p_2 = 1$ dyn/cm² setzen, finden wir U_1, die *Durchlaßfähigkeit der Röhre.* Die reziproke Größe $\frac{1}{U_1} = S_1$ heißt *der Widerstand der Röhre* (gegen den Gasdurchfluß). Bei Reihenschaltung mehrerer Röhren an das Pumpsystem hängt ihr Gesamtwiderstand bei $2R \ll \lambda_0$ nicht von der Summe der Drucke $p_1 + p_2$ ab und beträgt

$$\frac{1}{U_{\text{ges}}} = \frac{1}{U_1'} + \frac{1}{U_1''} + \frac{1}{U_1'''} + \cdots. \tag{890}$$

Bei Parallelschaltung mehrerer Röhren ist unter gleichen Bedingungen

$$U_{\text{ges}} = U_1' + U_1'' + U_1''' + \cdots. \tag{891}$$

Die gesamte Durchlaßfähigkeit oder *die Wirkungsgeschwindigkeit* U des ganzen Pumpsystems bei einer Wirkungsgeschwindigkeit U_p der Pumpe und einer Durchlaßfähigkeit U_R der Rohrleitungen, die die Entladungsröhre mit der Pumpe verbinden, wird nach der Gleichung

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{U_R} + \frac{1}{U_p} \tag{892}$$

bestimmt.

In Fällen, wo die Bedingung $2R \ll \lambda_0$ nicht erfüllt ist, kompliziert sich die Lösung bedeutend, da die einzelnen Werte von U vom mittleren Druck $\frac{p_1+p_2}{2}$ der entsprechenden Röhre abhängen.

Über Berechnungen von Vakuumanlagen siehe [2524].

§ 3. Der Sattdampfdruck einiger Stoffe in Abhängigkeit von der Temperatur

a) Quecksilber (Graphische Darstellung in Abb. 325).

Im Intervall von $-180°$ C bis $+30°$ C entsprechen die Zahlen dieser Tabelle mit einer Genauigkeit von ± 2 der dritten Dezimalen der Gleichung

$$\lg p = 8{,}4525 - \frac{2432{,}25}{T}, \tag{893}$$

im Intervall von 0° C bis 300° C der Gleichung

$$\lg p = 11{,}5029 - \frac{3387{,}65}{T} - 1{,}1596 \lg T \tag{894}$$

und endlich im Intervall von 300° C bis 920° C der Gleichung[1])

$$\lg p = 7{,}752 - \frac{3066}{T}. \tag{895}$$

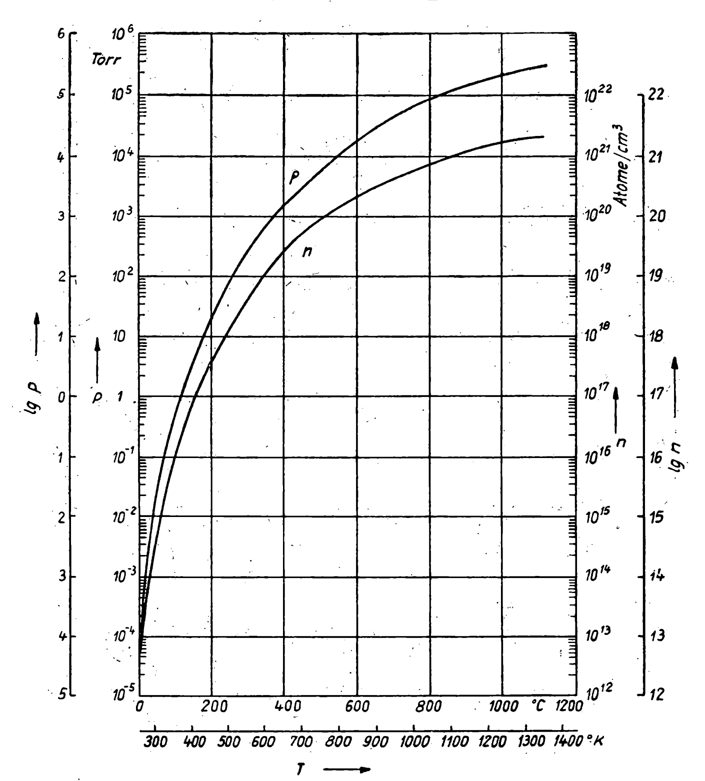


Abb. 325. Der Druck p und die Konzentration n der Atome von gesättigtem Quecksilberdampf in Abhängigkeit von der Temperatur T

[1]) Bei niedrigen Temperaturen darf man Gl. (895) nicht benutzen (bei 300°C beträgt der Fehler 2%, bei 250°C 5%); bei noch niedrigeren Temperaturen steigt der Fehler rasch an.

Tabelle 49 (nach [2436] S. 182 und [17] S. 256)

Temperatur des flüssigen oder festen Quecksilbers		Sattdampfdruck		Anzahl der Atome in 1 cm^3
[° C]	[° K]	[Torr]	[phys. Atm]	n
—180	93	$1{,}8 \cdot 10^{-27}$	—	—
— 78	195	$3{,}3 \cdot 10^{-9}$	—	—
— 40	233	$1{,}8 \cdot 10^{-6}$	—	—
— 20	253	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$	—	—
— 10	263	$6{,}5 \cdot 10^{-5}$	—	—
0	273	$1{,}85 \cdot 10^{-4}$	—	$6{,}9 \cdot 10^{12}$
10	283	$4{,}89 \cdot 10^{-4}$	—	—
20	293	$1{,}20 \cdot 10^{-3}$	—	$4{,}0 \cdot 10^{13}$
30	303	$2{,}79 \cdot 10^{-3}$	—	—
40	313	$6{,}11 \cdot 10^{-3}$	—	—
50	323	$1{,}27 \cdot 10^{-2}$	—	$3{,}8 \cdot 10^{14}$
60	333	$2{,}54 \cdot 10^{-2}$	—	—
70	343	$4{,}86 \cdot 10^{-2}$	—	—
80	353	$8{,}95 \cdot 10^{-2}$	—	—
90	363	0,159	—	—
100	373	0,273	—	$7{,}1 \cdot 10^{15}$
150	423	2,80	—	$6{,}5 \cdot 10^{16}$
200	473	17,3	—	$3{,}6 \cdot 10^{17}$
250	523	74,4	—	$1{,}4 \cdot 10^{18}$
300	573	24,7	—	$4{,}2 \cdot 10^{18}$
350	623	$6{,}7 \cdot 10^{2}$	—	$1{,}05 \cdot 10^{19}$
356,7	629,7	$7{,}60 \cdot 10^{2}$	1	$1{,}2 \cdot 10^{19}$
397,9	670,9	$1{,}52 \cdot 10^{3}$	2	$2{,}2 \cdot 10^{19}$
461,9	734,9	$3{,}80 \cdot 10^{3}$	5	$5{,}0 \cdot 10^{19}$
519	792	$7{,}60 \cdot 10^{3}$	10	$9{,}3 \cdot 10^{19}$
586	859	$1{,}52 \cdot 10^{4}$	20	$1{,}7 \cdot 10^{20}$
693	966	$3{,}80 \cdot 10^{4}$	50	$3{,}8 \cdot 10^{20}$
795	1068	$7{,}60 \cdot 10^{4}$	100	$6{,}9 \cdot 10^{20}$
920	1193	$1{,}52 \cdot 10^{5}$	200	$1{,}2 \cdot 10^{21}$

b) Natrium

Tabelle 50 ([17] S. 229)

T [° K]	t [°C]	p [Torr]	n [Atome/cm^3]
273	0	$4{,}5234 \cdot 10^{-13}$	$1{,}6110 \cdot 10^{4}$
293	20	$1{,}0680 \cdot 10^{-11}$	$3{,}5441 \cdot 10^{5}$
373	100	$1{,}0875 \cdot 10^{-7}$	$2{,}8347 \cdot 10^{9}$
473	200	$1{,}3347 \cdot 10^{-4}$	$2{,}7435 \cdot 10^{12}$
513	240	$1{,}0434 \cdot 10^{-3}$	$1{,}9774 \cdot 10^{13}$
523	250	$1{,}670 \cdot 10^{-3}$	$3{,}1046 \cdot 10^{13}$
533	260	$2{,}6124 \cdot 10^{-3}$	$4{,}7654 \cdot 10^{13}$
543	270	$4{,}0143 \cdot 10^{-3}$	$7{,}1878 \cdot 10^{13}$
553	280	$6{,}0960 \cdot 10^{-3}$	$1{,}0718 \cdot 10^{14}$
563	290	$9{,}0744 \cdot 10^{-3}$	$1{,}5671 \cdot 10^{14}$
573	300	$1{,}3343 \cdot 10^{-2}$	$2{,}2641 \cdot 10^{14}$
623	350	$7{,}6068 \cdot 10^{-2}$	$1{,}1871 \cdot 10^{15}$

$$\ln n = -\frac{5573{,}3}{T} - 1{,}6794 \lg T + 28{,}7134 . \qquad (896)$$

c) Dämpfe anderer Metalle (Richtwerte).

$$\lg p = K - \frac{1}{2} \lg T - \frac{C}{T}, \tag{897}$$

p in Torr, T in °K, K und C sind in der Tabelle 51 angegeben.

Tabelle 51

([2432] S. 34—35; die Gültigkeitsgrenzen der Formel (897) sind nicht angegeben.)

Metall	K	C	Metall	K	C
Ag	11,90	16250	Mg	9,78	7360
Ba	10,34	10300	Mo	11,71	33100
C	14,82	42200	Na	9,21	5500
Ca	9,76	9000	Ni	10,10	18000
Cd	9,92	5720	Pt	11,22	27000
Cs	8,08	3650	Rb	9,15	4410
Cu	11,68	18620	Sr	9,46	8140
Fe	10,38	18200	W	11,62	41500
K	8,78	4530	Zn	10,27	6670
Li	9,96	8670			

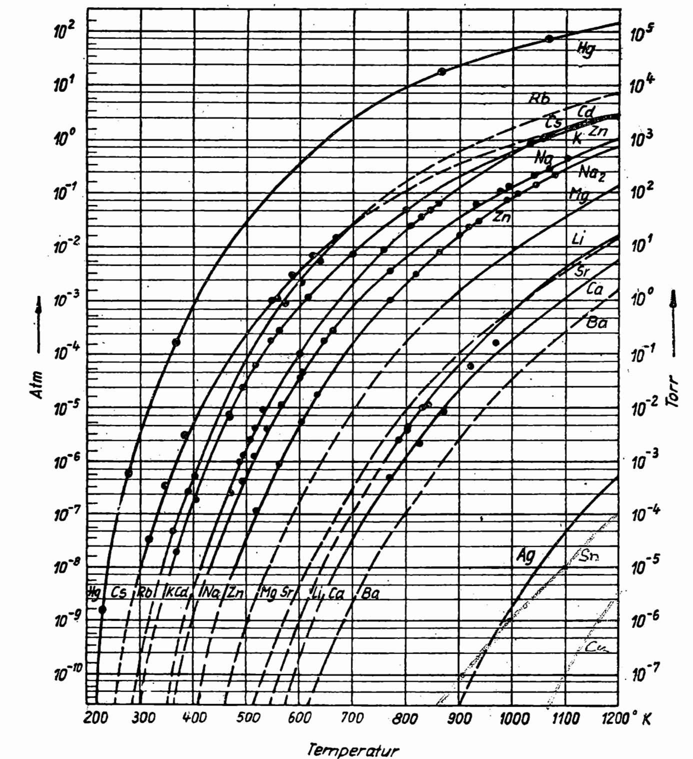


Abb. 326. Sättigungsdruck von Metalldämpfen (Temperaturgebiet von 200—1200°K)

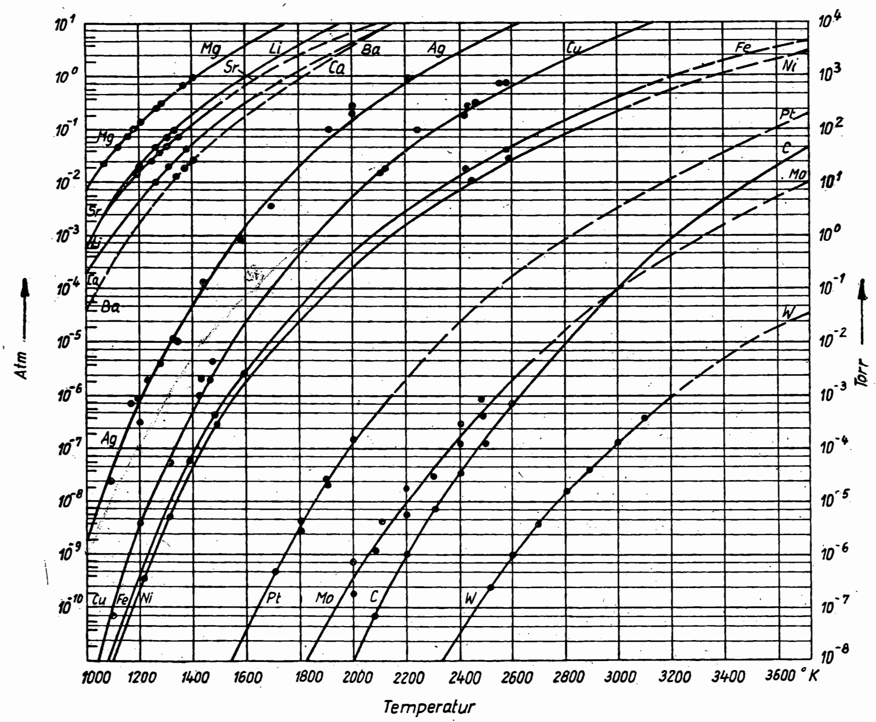


Abb. 327. Sättigungsdruck von Metalldämpfen (Temperaturgebiet von 1000—3700°K)

Die graphische Darstellung von $p(\text{Atm}) = f(T)$ ist für eine Reihe von Metallen in Abb. 326 und 327 gegeben. Siehe auch [2435, 2437].

d) Wasserdampf. Die graphischen Darstellungen von $p = f_1(t°)$ und $n = f_2(t°)$ sind in den Abb. 328, 329 gegeben, wo p in Torr, n in Moleküle/cm^3, $t°$ in °C ausgedrückt ist ([2432], S. 39).

e) Der Dampfdruck einiger Stoffe bei niedrigen Temperaturen.

Tabelle 52 ([61] S. 275 und [62] S. 111) (p ist in Torr angegeben)

Substanz	Temperatur in °C				
	—193	—78	—40	—20	0
H_2O	10^{-16}	$3 \cdot 10^{-4}$	$9{,}5 \cdot 10^{-2}$	0,78	4,6
CO_2	$7{,}5 \cdot 10^{-6}$	760			
CO	863				
CH_4	79,8				
C_2H_4	0,08				
Gutes Hahnfett	$<10^{-9}$				

§ 4. Die Temperatur einiger Kühlmittel und Gemische

a) Die Siede-, Schmelz- und Sublimationstemperatur einiger Stoffe bei $p = 760$ Torr.

Tabelle 53

([2432] S. 148)

Substanz	t [° C]	Substanz	t [° C]
Eis	0	Flüssige Luft	—193
Festes Glyzerin	— 22	Flüssiges N_2	—195,7
Flüssiges NH_3	— 33,5	Flüssiges Ne	—243
Festes CO_2	— 78,5	Flüssiges H_2	—252,8
Flüssiges O_2	—183	Flüssiges He	—268,4
Flüssiges Ar	—185,8		

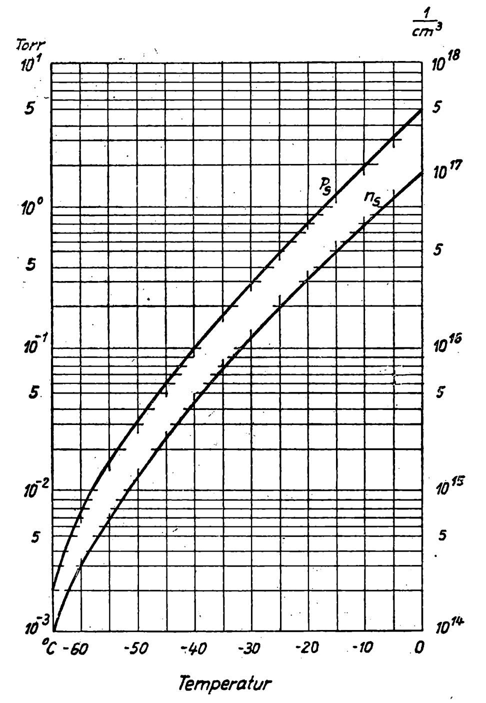


Abb. 328. Sättigungsdruck (linke Kurve und Maßstab) und Konzentration (rechte Kurve und Maßstab) des gesättigten Wasserdampfes über Eis (— 65° bis 0° C)

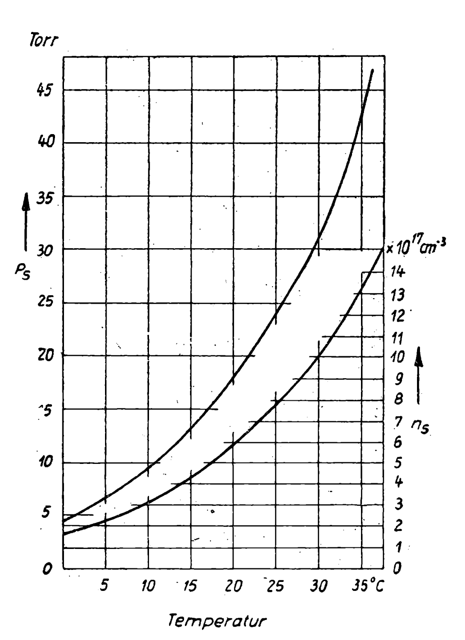


Abb. 329. Sättigungsdruck (linke Kurve und Maßstab) und Konzentration (rechte Kurve und Maßstab) des gesättigten Wasserdampfes (0° bis 37,5° C)

b) Die Temperatur einiger Kühlgemische.

Tabelle 54 ([2434] Bd. 3, S. 968)

Bestandteile der Mischung (unter H_2O ist reiner Schnee oder gestoßenes Eis gemeint)	Gewichtsanteile	Temperatur des Gemisches [°C]	Ausgangstemperatur der Komponenten
H_2O NH_4Cl KNO_3	16 5 5	—12	+10
H_2O NH_4NO_3	1 1	—15	+10
HCl Na_2SO_4	9 8	—18	+10
H_2SO_4 Na_2SO_4	4 5	—20	+10
H_2O fest NaCl	3 1	—21,2	— 1
H_2O NH_4CNS	1 1,3	—22	+10
H_2O KCNS	1 1,5	—25	+10
H_2O fest H_2SO_4	3 2	—30	0
H_2O fest NaCl NH_4NO_3	12 5 5	—32	0
H_2O fest HCl	8 5	—33	0
H_2O fest HNO_3	7 4	—35	0
HNO_3 NH_4NO_3 Na_2SO_4	4 5 6	—40	+10
H_2O fest K_2CO_3	3 4	—46	0
H_2O fest $CaCl_2$ 6 aq	10 14,3	—55	—1
CO_2 fest Schwefeläther	Überschuß CO_2 fest	—78	— ([62], S. 111)
CO_2 fest Methylalkohol	Überschuß CO_2 fest	etwa —70	—
CO_2 fest Aceton	Überschuß CO_2 fest	—86	— ([62], S. 111)

§ 5. Der thermische Dissoziationsgrad zweiatomiger Gase bei verschiedenen Temperaturen

In Abb. 330 ist eine graphische Darstellung des Dissoziationsgrades x für H_2, O_2, N_2 und CO bei einem Druck von 760 Torr gegeben ([2432], S. 41). Um x für

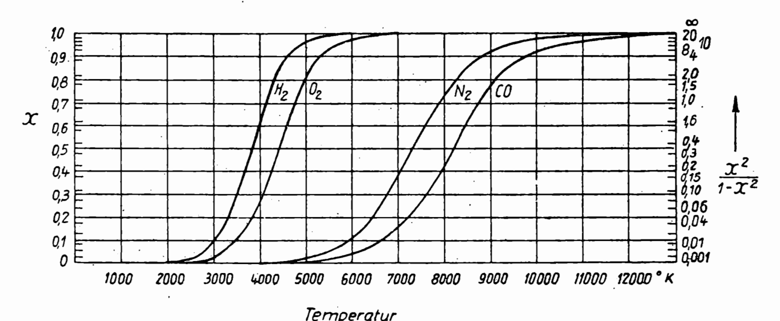


Abb. 330. Dissoziationsgrad x zweiatomiger Gase in Abhängigkeit von der Temperatur bei einem Druck von $p = 760$ Torr

andere Drucke zu finden, ist der aus der graphischen Darstellung gefundene Wert von $\frac{x^2}{1-x^2}$ (die auf der rechten Seite der graphischen Darstellung gelegene Skala) mit $\frac{760}{p}$ zu multiplizieren und auf der linken Skala ein diesem Produkt entsprechendes x abzulesen.

§ 6. Die normale Zusammensetzung der wasserdampffreien atmosphärischen Luft an der Erdoberfläche (in Volumenprozent)

Tabelle 55

Gas	[%]	Literaturquellen
N_2	78,03	[2434], Bd. I, S. 208 und [2432], S. 41
O_2	20,99	
Ar	0,9325	[133], S. 6
CO_2	0,03	[2434], Bd. I, S. 208
H_2	0,01	
Ne	$1,61 \cdot 10^{-3}$	[133], S. 6
He	$0,46 \cdot 10^{-3}$	
Kr	$0,108 \cdot 10^{-3}$	
Xe	$0,008 \cdot 10^{-3}$	

§ 7. Die Anregungspotentiale der Resonanzlinien U_{res}, der metastabilen Zustände U_{met} und die Ionisierungspotentiale U_i einiger Gase und Dämpfe

Siehe auch Abb. 147, 148, 160, 161 dieses Buches und die zahlreichen graphischen Darstellungen in [1093].

Tabelle 56

([17], S. 67)

	U_{res} [V]	λ_0 [Å]	U_{met} [V]	U_i [V]
He	20,86—21,2	592—584	19,72—20,51	24,47
Ne	16,62—16,79	743—736	16,57—16,66	21,47
Ar	11,56—11,77	1067—1048	11,49—11,66	15,69
Kr	9,98—10,59	1236—1165	9,86—10,51	13,94
Xe	8,39— 9,52	1469—1295	8,28— 9,40	12,08
Li	1,84	6708	—	5,37
Na	2,1	5896—5890	—	5,12
K	1,60—1,61	7699—7665	—	4,32
Rb	1,55—1,58	7948—7800	—	4,16
Cs	1,38—1,45	8944—8521	—	3,87
Mg	2,70—4,33	4571—2852	2,70	7,61
Ba	1,56—2,23	7914—5536	1,11—1,41	5,19
Zn	4,01—5,77	3076—2139	3,99—4,01	9,36
Cd	3,78—5,39	3261—2289	3,71—3,93	8,96
Hg	4,86—6,67	2537—1850	4,66—5,43	10,38

§ 8. Der thermische Ionisationsgrad x von Dämpfen und Gasen in Abhängigkeit von der Temperatur

Die SAHA-Formel:

$$\frac{x^2}{1-x^2}p = 1{,}33 \cdot T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT}}, \qquad (898)$$

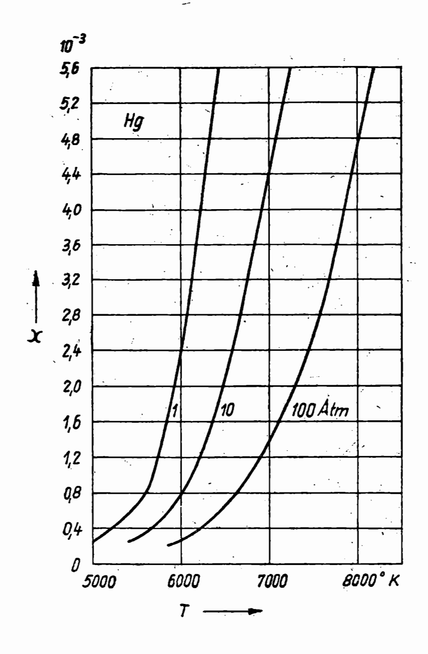


Abb. 331. Der thermische Ionisationsgrad x von Quecksilberdampf bei einem Druck von 1; 10 und 100 Atm

hier ist p der Gasdruck in dyn/cm², T die Gastemperatur in °K, $e \cdot U_i$ die Ionisierungsarbeit in erg, k die BOLTZMANN-Konstante ($k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/grad).

Graphische Darstellungen: für Hg-Dampf Abb. 331 ([17], S. 275); für Ag, Cu, Fe, Hg, H und N Abb. 332 ([2432], S. 94).

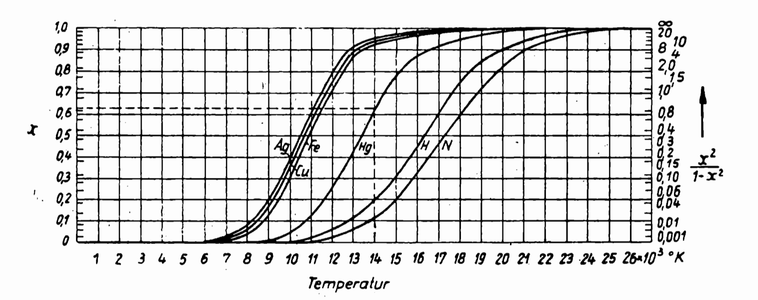


Abb. 332. Der thermische Ionisationsgrad x von einigen Dämpfen und Gasen bei einem Druck von $p = 760$ Torr

§ 9. Die Elektronenbeweglichkeit K_e in einigen reinen Gasen für die Feldstärken $E = 0{,}2$ V/cm und $E = 1$ V/cm bei 0°C und 1 Torr ([17], S. 64)

Siehe auch [1], S. 178, Tab. 13.

Tabelle 57

Gas	K_e in $\frac{\text{cm/s}}{\text{V/cm}}$	
	für $E = 0{,}2$ V/cm	für $E = 1$ V/cm
H_2	$2{,}3 \cdot 10^6$	$9{,}3 \cdot 10^5$
N_2	$1{,}8 \cdot 10^6$	$7{,}5 \cdot 10^5$
He	$2{,}1 \cdot 10^6$	$8{,}4 \cdot 10^5$
Ne	$2{,}5 \cdot 10^6$	$1{,}4 \cdot 10^5$
Ar	$1{,}3 \cdot 10^6$	$4{,}2 \cdot 10^5$

§ 10. Der Wert der Funktion β^2 im $U^{\frac{3}{2}}$-Gesetz für koaxiale Zylinderelektroden

(Kap. X, S. 226 [1016])

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9}\sqrt{\frac{e}{m}}\,\frac{V^{3/2}}{r\,\beta^2}\,. \tag{899}$$

Tabelle 58

β^2 als Funktion von $\frac{r}{r_0}$ bzw. $\frac{r_0}{r}$

$\frac{r}{r_0}$ für $r > r_0$ / $\frac{r_0}{r}$ für $r < r_0$	β^2 für $r > r_0$	β^2 für $r < r_0$	$\frac{r}{r_0}$ für $r > r_0$ / $\frac{r_0}{r}$ für $r < r_0$	β^2 für $r > r_0$	β^2 für $r < r_0$
1,00	0,00000	0,00000	6,0	0,8362	14,343
1,01	0,00010	0,00010	6,5	0,8635	16,777
1,02	0,00039	0,00040	7,0	0,8870	19,337
1,04	0,00149	0,00159	7,5	0,9074	22,015
1,06	0,00324	0,00356	8,0	0,9253	24,805
1,08	0,00557	0,00630	8,5	0,9410	27,701
1,10	0,00842	0,00980	9,0	0,9548	30,698
1,15	0,01747	0,02186	9,5	0,9672	33,791
1,2	0,02875	0,03849	10,0	0,9782	36,976
1,3	0,05589	0,08504	12	1,0122	50,559
1,4	0,08672	0,14856	14	1,0352	65,352
1,5	0,11934	0,2282	16	1,0513	81,203
1,6	0,1525	0,3233	18	1,0630	97,997
1,7	0,1854	0,4332	20	1,0715	115,64
1,8	0,2177	0,5572	30	1,0908	214,42
1,9	0,2491	0,6947	40	1,0946	327,01
2,0	0,2793	0,8454	50	1,0936	450,23
2,1	0,3083	1,0086	60	1,0910	582,14
2,2	0,3361	1,1840	70	1,0878	721,43
2,3	0,3626	1,3712	80	1,0845	867,11
2,4	0,3879	1,5697	90	1,0813	1018,5
2,5	0,4121	1,7792	100	1,0782	1174,9
2,6	0,4351	1,9995	120	1,0726	1501,4
2,7	0,4571	2,2301	140	1,0677	1843,5
2,8	0,4780	2,4708	160	1,0634	2199,4
2,9	0,4980	2,7214	180	1,0596	2567,3
3,0	0,5170	2,9814	200	1,0562	2946,1
3,2	0,5526	3,5293	250	1,0494	3934,4
3,4	0,5851	4,1126	300	1,0440	4973,0
3,6	0,6148	4,7298	350	1,0397	6054,1
3,8	0,6420	5,3795	400	1,0362	7172,1
4,0	0,6671	6,0601	500	1,0397	9502,2
4,2	0,6902	6,7705	600	1,0266	—
4,4	0,7115	7,5096	800	1,0209	—
4,6	0,7313	8,2763	1000	1,0171	—
4,8	0,7496	9,0696	1500	1,0114	—
5,0	0,7666	9,8887	2000	1,0082	—
5,2	0,7825	10,733	5000	1,0020	—
5,4	0,7973	11,601	10000	0,9999	—
5,6	0,8111	12,493	30000	0,9990	—
5,8	0,8241	13,407	$\to \infty$	1,0000	$\to \infty$

§ 11. Die Tabelle zur LANGMUIRschen Funktion $\xi = \mathfrak{f}(\eta)$ über den Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten geladener Teilchen auf die Potentialverteilung und auf die Strom-Spannungs-Charakteristik im Vakuum eines ebenen parallelen Elektrodensystems, deren eine Elektrode Ladungsträger emittiert [1019]

Tabelle 59

$\xi = f(\eta)$

η	$\xi < 0$	$\xi > 0$	η	$\xi < 0$	$\xi > 0$
0,00	0,0000	0,0000	6,0	2,4834	6,8416
0,05	0,4281	0,4657	6,5	2,4990	7,1924
0,10	0,5941	0,6693	7,0	2,5112	7,5345
0,15	0,7167	0,8296	7,5	2,5206	7,8690
0,20	0,8170	0,9674	8,0	2,5280	8,1963
0,25	0,9028	1,0909	9,0	2,5382	8,8323
0,30	0,9785	1,2042	10,0	2,5444	9,4465
0,35	1,0464	1,3098	11,0	2,5481	10,0417
0,40	1,1081	1,4092	12,0	2,5504	10,6204
0,45	1,1648	1,5035	13,0	2,5518	11,1845
0,50	1,2173	1,5936	14,0	2,5526	11,7355
0,6	1,3120	1,7636	15,0	2,5531	12,2747
0,7	1,3956	1,9224	16,0	2,5534	12,8032
0,8	1,4704	2,0725	18,0	2,5537	13,8313
0,9	1,5380	2,2154	20,0	2,5538	14,8260
1,0	1,5996	2,3522	25	2,5539	17,1931
1,1	1,6561	2,4839	30	2,5539	19,4253
1,2	1,7081	2,6110	35	2,5539	21,5520
1,4	1,8009	2,8539	40	2,5539	23,5939
1,6	1,8813	3,0842	45	2,5539	25,5643
1,8	1,9515	3,3040	50	2,5539	27,4740
2,0	2,0134	3,5151	60	2,5539	31,141
2,2	2,0681	3,7187	70	2,5539	34,642
2,4	2,1168	3,9158	80	2,5539	38,007
2,6	2,1602	4,1071	90	2,5539	41,258
2,8	2,1990	4,2934	100	2,5539	44,412
3,0	2,2338	4,4750	150	2,5539	59,086
3,2	2,2650	4,6524	200	2,5539	72,479
3,4	2,2930	4,8261	300	2,5539	96,877
3,6	2,3183	4,9963	400	2,5539	119,185
3,8	2,3410	5,1634	500	2,5539	140,068
4,0	2,3615	5,3274	600	2,5539	159,885
4,5	2,4044	5,7259	700	2,5539	178,861
5,0	2,4376	6,1098	800	2,5539	197,146
5,5	2,4634	6,4811	900	2,5539	214,850
			1000	2,5539	232,054

ξ hat immer das gleiche Vorzeichen wie $x - x_{\max}$; $\xi < 0$ entspricht den zwischen der emittierenden Fläche und der Ebene des Potentialminimums liegenden Punkten; $\xi > 0$ entspricht den auf der anderen Seite der Ebene liegenden Punkten.

Der analytische Zusammenhang von η und ξ lautet:

$$\xi = \int_0^{\eta} \frac{d\eta}{\left[e^{\eta} - 1 \pm e^{4} P(\sqrt{\eta}) \mp \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta} \right]^{\frac{1}{2}}}, \tag{900}$$

wobei $P(x)$ das GAUSSsche Fehlerintegral (876) ist und $\xi < 0$ durch folgenden näherungsweisen Ausdruck dargestellt werden kann:

$$\xi = -2{,}55389 + \sqrt{2}\, e^{-\frac{\eta}{2}} - 0{,}0123\, e^{-\eta} + \frac{1}{3\sqrt{2}} \left(\sqrt{\frac{\eta}{\pi}} + 1 \right) e^{-\frac{3}{2}\eta}, \tag{901}$$

und $\xi > 0$ durch die unendliche Reihe

$$\xi = \frac{2}{3} \sqrt{2}\, \pi^{\frac{1}{4}} \eta^{\frac{3}{4}} + 1{,}66854\, \eta^{\frac{1}{4}} - 0{,}50880 - 0{,}1677\, \eta^{-\frac{1}{4}} +$$

$$+ 0{,}1441\, \eta^{-\frac{3}{4}} - 0{,}0145\, \eta^{-\frac{5}{4}} - 0{,}069\, \eta^{-\frac{7}{4}} + 0{,}036\, \eta^{-\frac{9}{4}} + 0{,}083\, \eta^{-\frac{11}{4}} - \cdots \tag{902}$$

§ 12. Die experimentellen Werte des Volumenionisierungskoeffizienten α in Luft

(Die Werte des Koeffizienten α dividiert durch den Druck p in Torr als Funktion vom Verhältnis E/p, E in V/cm).

Tabelle 60

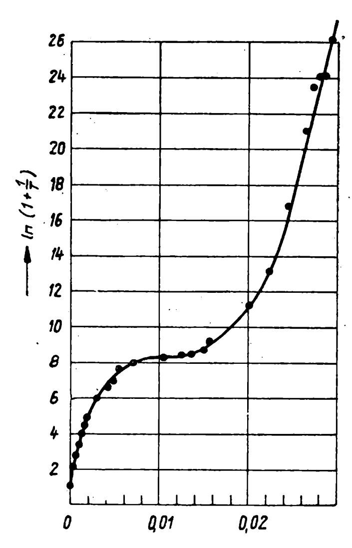
Von $\frac{E}{p} = 20 \frac{\text{V/cm}}{\text{Torr}}$ bis $\frac{E}{p} = 34 \frac{\text{V/cm}}{\text{Torr}}$ nach [1219], darüber hinaus nach [1223]

E/p $\frac{\text{V/cm}}{\text{Torr}}$	α/p $\frac{\text{Ionen/cm}}{\text{Torr}}$	E/p $\frac{\text{V/cm}}{\text{Torr}}$	α/p $\frac{\text{Ionen/cm}}{\text{Torr}}$	E/p $\frac{\text{V/cm}}{\text{Torr}}$	α/p $\frac{\text{Ionen/cm}}{\text{Torr}}$	E/p $\frac{\text{V/cm}}{\text{Torr}}$	α/p $\frac{\text{Ionen/cm}}{\text{Torr}}$
20	$3{,}4 \cdot 10^{-5}$	35	$5{,}9 \cdot 10^{-3}$	100	0,68	300	4,36
22	$5{,}2 \cdot 10^{-5}$	36	$7{,}6 \cdot 10^{-3}$	110	0,85	350	5,10
24	$1{,}34 \cdot 10^{-4}$	38	$12{,}0 \cdot 10^{-3}$	120	1,05	400	5,8
26	$2{,}34 \cdot 10^{-4}$	40	$16{,}0 \cdot 10^{-3}$	130	1,23	450	6,5
28	$4{,}30 \cdot 10^{-4}$	45	$33{,}5 \cdot 10^{-3}$	140	1,40	500	7,0
30	$9{,}10 \cdot 10^{-4}$	50	$5{,}7 \cdot 10^{-2}$	150	1,60	600	7,9
31	$1{,}36 \cdot 10^{-3}$	60	0,130	160	1,83	700	8,7
32	$2{,}01 \cdot 10^{-3}$	70	0,235	180	2,25	800	9,3
33	$3{,}07 \cdot 10^{-3}$	80	0,365	200	2,60	900	10,0
34	$4{,}5 \cdot 10^{-3}$	90	0,51	250	3,50	1000	10,5

§ 13. Die experimentellen Werte des Oberflächenionisierungskoeffizienten γ in Luft

Den Verlauf von $\ln \frac{1+\gamma}{\gamma}$ in Abhängigkeit von $1/\frac{E}{p}$ zeigt Abb. 333 ([2432], S. 79).

Abb. 333. Abhängigkeit der Größe $\ln \frac{1+\gamma}{\gamma}$ von $\frac{p}{E}$. γ ist der Koeffizient der Oberflächenionisierung in Luft



§ 14. Die mittlere freie Weglänge λ_g der Gasmoleküle und die mittlere freie Weglänge λ_e der Elektronen im gleichen Gas, berechnet nach der kinetischen Gastheorie

$(\lambda_e = 4 \cdot \sqrt{2}\,\lambda_g)$.

Tabelle 61 ([17], S. 24)[1])

λ_g und λ_e bei °C und 1 Torr

Gas	He	Ne	Ar	H_2	N_2	O_2	Na	Hg
$\lambda_g\,10^{-3}$ cm	13,1	11,6	7,73	13,3	6,33	7,22	8,07	4,88
$\lambda_e\,10^{-2}$ cm	7,41	6,57	4,38	7,53	3,58	4,09	4,57	2,76

§ 15. Der Wirkungsquerschnitt Q_{eff} einiger Atome und Moleküle in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Elektronen

Die graphischen Darstellungen dieser Abhängigkeit sind in den Abbildungen 334 und 335 gegeben ([4], Bd. I, S. 172 und 173).

§ 16. Die FOWLER-Funktion $F(x)$ zur theoretischen Ermittlung der langwelligen Grenze λ_0 des Photoeffekts und der Elektronenaustrittsarbeit φ nach der FOWLER-Methode (Kap. IV, S. 110—114)

$$F(x) = \lg f(x),$$

wobei für $x \leq 0$

$$f(x) = e^x - \frac{e^{2x}}{2^2} + \frac{e^{3x}}{3^2} - \frac{e^{4x}}{4^2} + \cdots, \tag{903}$$

für $x \geq 0$

$$f(x) = \frac{\pi^2}{6} + \frac{x^2}{2} - \left\{e^{-x} - \frac{e^{-2x}}{2^2} + \frac{e^{-3x}}{3^2} - \frac{e^{-4x}}{4^2} + \cdots\right\} \tag{904}$$

[1]) Die Werte für die freien Weglängen nach der kinetischen Gastheorie sind nicht einheitlich. Für das gleiche Gas findet man bei den verschiedenen Autoren oftmals unterschiedliche Werte.

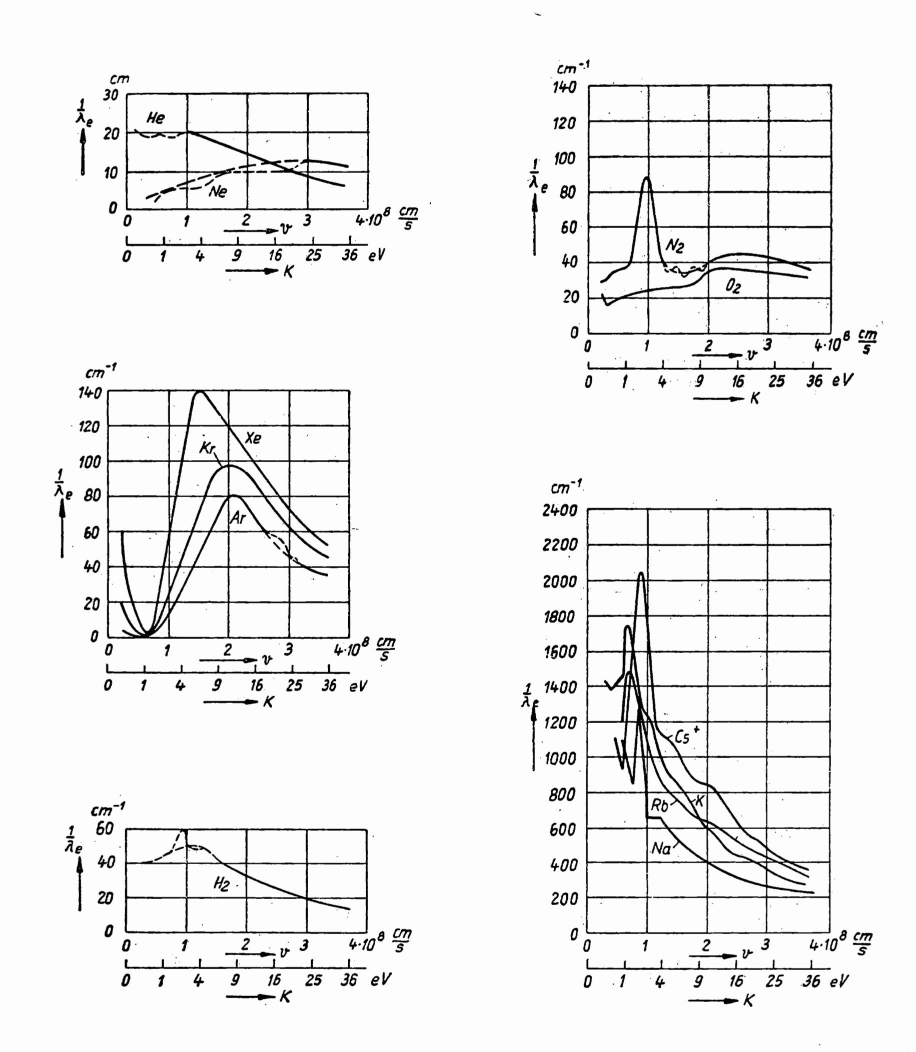


Abb. 334. Die Abhängigkeit der mittleren freien Elektronenweglänge λ_e von der kinetischen Energie K der Elektronen in eV

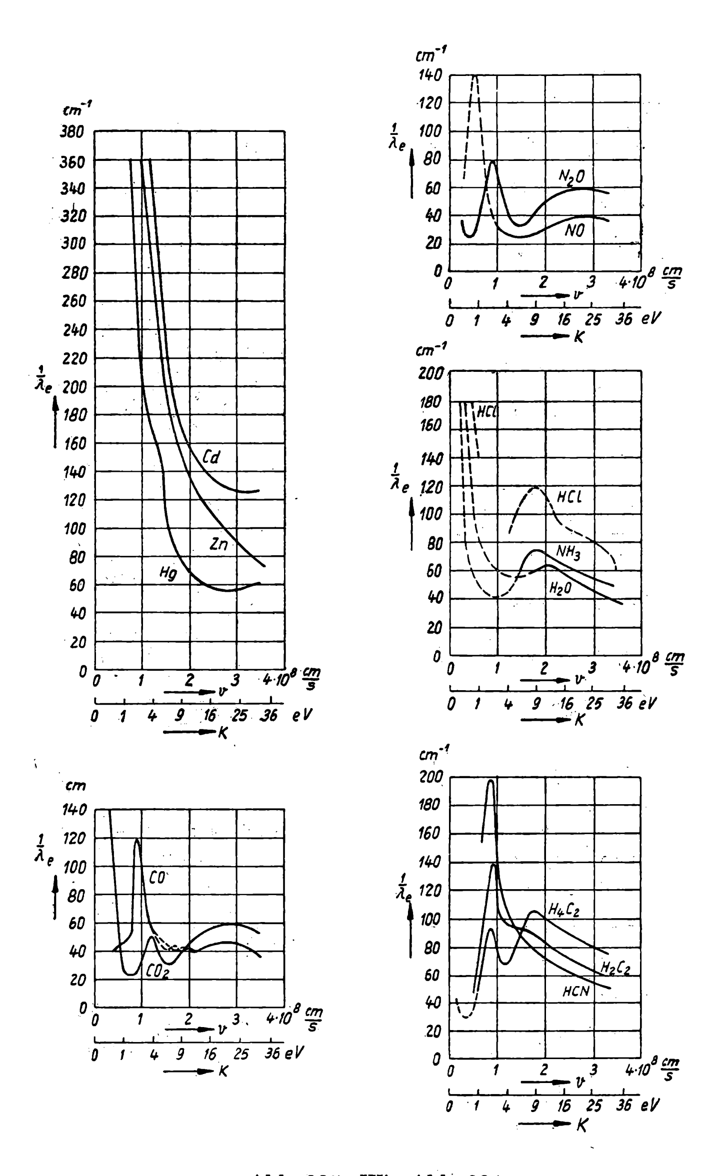


Abb. 335. Wie Abb. 334

Tabelle 62

Werte für die FOWLER-Funktion ([390], S. 87)

x	$F(x)$	x	$F(x)$	x	$F(x)$	x	$F(x)$
—8,0	—3,475	—0,5	—0,268	+2,0	+0,546	+14,0	+1,998
—6,0	—2,606	—0,2	—0,160	3,0	0,785	16,0	2,113
—5,0	—2,171	0,0	—0,085	4,0	0,983	20,0	2,305
—4,0	—1,739	+0,2	—0,015	5,0	1,150	25,0	2,497
—3,0	—1,308	+0,4	+0,055	6,0	1,293	30,0	2,655
—2,5	—1,095	+0,6	+0,125	8,0	1,527	35,0	2,728
—2,0	—0,884	+1,0	+0,249	10,0	1,713	40,0	2,904
—1,5	—0,674	+1,5	+0,400	12,0	1,866	50,0	3,097
—1,0	—0,469						

§ 17. Die Beziehung zwischen der mittleren Elektronenenergie in eV und der „Temperatur“ T_e des Elektronengases bei MAXWELLscher Geschwindigkeitsverteilung

Tabelle 63

(nach der Formel $V_0 e = \frac{3}{2} kT_e$)

V_0 [eV]	T_e [°K]	V_0 [eV]	T_e [°K]	V_0 [eV]	T_e [°K]	V_0 [eV]	T_e [°K]
0,1	773,3	0,75	5800	2,0	15470	7,5	58000
0,2	1547	1,0	7733	2,5	19330	10,0	77330
0,5	3866	1,5	11600	5,0	38660	12,5	96660

§ 18. Das Verhältnis der Elektronenmasse m_e zur Masse des Ions m_i für einige einatomige Gase und Dämpfe

Tabelle 64

	$\frac{m_e}{m_i} \cdot 10^{-6}$	$\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot 10^{-3}$		$\frac{m_e}{m_i} \cdot 10^{-6}$	$\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot 10^{-3}$
Ar	13,8	3,71	Kr	6,57	2,56
Ba	4,00	2,00	Li	79,1	8,89
Ca	13,7	3,70	Na	23,9	4,89
Cd	4,88	2,21	Ne	27,2	5,21
Cl	15,5	3,93	O	34,29	5,856
Cs	4,13	2,03	Pb	2,65	1,63
H	544,5	23,33	Rb	6,42	2,53
He	137,2	11,71	Sn	4,62	2,15
Hg	2,74	1,65	Xe	4,18	2,04
K	14,0	3,75	Zn	8,39	2,90

Bei der Aufstellung dieser Tabelle ist das Verhältnis der Elektronenmasse zur Masse des Protons gleich 1836,5 angenommen worden.

1	1 H 1,0080							2 He 4,003	2
2	3 Li 6,940	4 Be 9,013	5 B 10,82	6 C 12,010	7 N 14,008	80 16,000	9 F 19,00	10 Ne 20,183	8
3	11 Na 22,997	12 Mg 24,32	13 A 26,97	14 Si 28,06	15 P 30,98	16 S 32,066	17 Cl 35,457	18 Ar 39,944	8
4	19 Ka 39,096 29 Cu 63,54	20 Ca 40,08 30 Zn 65,38	21 Sc 45,10 31 Ga 69,72	22 Ti 47,90 32 Ge 72,60	23 V 50,95 33 As 74,91	24 Cr 52,01 34 Se 78,96	25 Mn 54,93 35 Br 79,916	26 Fe 27 Co 28 Ni 55,85 58,94 58,69 36 Kr 83,7	18
5	37 Rb 85,48 47 Ag 107,880	38 Sr 87,63 48 Cd 112,41	39 Y 88,92 49 In 114,76	40 Zr 91,22 50 Sn 118,70	41 Nb 92,91 51 Sb 121,76	42 Mo 95,95 52 Te 127,61	43 Tc (99) 53 J 126,92	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,91 106,7 54 Xe 131,3	18
6	55 Cs 132,91 79 Au 197,2	56 Ba 137,36 80 Hg 200,61	57 La 138,92 81 Tl 240,39	58—71 s. u. / 72 Hf 178,6 82 Pb 207,21	73 Ta 180,88 83 Bi 209,00	74 W 183,92 84 Pc 210	75 Re 186,31 85 At (210)	76 Os 77 Ir 78 Pt 190,2 193,1 195,23 86 Em 222	32
7	87 Fr (223)	88 Ra 226,05	89 Ac (227)	90—98 s. u.					

Lanthaniden (Seltene Erden)

58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Ta	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tu	70 Yb	71 Lu
140,13	140,92	144,27	(147)	150,43	152,0	156,9	159,2	162,46	164,94	167,2	169,4	173,94	174,99

Actiniden

90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99	100 Ct
232,12	231	238,07	(237)	(239)	(241)	(242)	243	246	?	?

[1]) Diese Tabelle wurde nach dem Stand von 1952 überarbeitet. (Die Red.)

[2]) Die Edelgasgruppe wird auch Nullgruppe genannt.

§ 20. Wichtige physikalische Konstanten

Tabelle 66

	Die bis zum Jahre 1941 gebräuchlichen Werte ([2432] u. a.)	Werte nach [2433]
Elementarladung e	$4{,}774 \cdot 10^{-10}$ CGSE $1{,}592 \cdot 10^{-20}$ CGSM	$4{,}802 \cdot 10^{-10}$ CGSE $1{,}602 \cdot 10^{-20}$ CGSM
Elektronenmasse (Ruhmasse) m_e	$9{,}035 \cdot 10^{-28}$ g	$9{,}107 \cdot 10^{-28}$ g
Spezifische Elektronenmasse $\frac{e}{m_e}$	$1{,}76 \cdot 10^{7}$ CGSM $5{,}28 \cdot 10^{17}$ CGSE	$1{,}759 \cdot 10^{7}$ CGSM $5{,}274 \cdot 10^{17}$ CGSE
Protonenmasse m_p	$1{,}664 \cdot 10^{-24}$ g	$1{,}672 \cdot 10^{-24}$ g
α-Teilchenmasse m_α	$6{,}60 \cdot 10^{-24}$ g	$6{,}644 \cdot 10^{-24}$ g
Plancksches Wirkungsquantum h	$6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg · s	$6{,}62 \cdot 10^{-27}$ erg · s
Boltzmann-Konstante k	$1{,}3709 \cdot 10^{-16}$ erg · grad^{-1}	$1{,}3805 \cdot 10^{-16}$ erg · grad^{-1}
Avogadrosche Zahl N (Anzahl der Moleküle im Grammolekül)	$6{,}064 \cdot 10^{23}$	$6{,}023 \cdot 10^{23}$
Loschmidt-Konstante (Anzahl der Moleküle in 1 cm³ Gas bei 0° C und 760 Torr)	$2{,}705 \cdot 10^{19}$	$2{,}687 \cdot 10^{19}$
Volumen eines Grammoleküls Gas bei 0° C und 760 Torr	22,412 l	22,414 l
Gaskonstante R (universelle)	$8{,}313 \cdot 10^{7}$ erg · grad^{-1}	$8{,}3143 \cdot 10^{7}$ erg · grad^{-1}
Radius der Elektronenbahn des H-Atoms im Grundzustand nach Bohr	$0{,}528 \cdot 10^{-8}$ cm	—

Einheit des quantenmechanischen Drehimpulses $\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1{,}04 \cdot 10^{-27}$ erg · s	—
STEFAN-BOLTZMANN-Konstante σ	$5{,}77 \cdot 10^{-5}$ erg · cm^{-2} · s^{-1} · grad^{-4}	$5{,}673 \cdot 10^{-5}$ erg · cm^{-2} · s^{-1} · grad^{-4}
Konstante des WIENschen Verschiebungsgesetzes	0,288 cm · grad	0,2897 cm · grad
Lichtgeschwindigkeit c[1])	$2{,}99796 \cdot 10^{10}$ cm · s^{-1}	$2{,}99776 \cdot 10^{10}$ cm · s^{-1}
Wellenlänge eines Lichtquants $h\nu$ der Energie von 1 eV	12336 Å	12395 Å
Wellenzahl bezogen auf 1 eV	—	8067,5 cm^{-1}
Elektronenvolt in erg (abs. Volt)	—	$1{,}6020 \cdot 10^{-12}$ erg
Verhältnis der Elektronenmasse zur Protonenmasse	1842	1836,5
Eisschmelzpunkt bei 760 Torr (absolute Temperaturskala)	—	273,16° K
Dichte des Quecksilbers bei 0° C	13,5955	13,595
Mechanisches Wärmeäquivalent	—	1 abs. Joule = 4,1847 cal

Siehe auch [17, 1091, 2432, 2433].

[1]) Die 11. Generalversammlung der internationalen wissenschaftlichen Radio-Union, U. R. S. I., beschloß im August 1954 in den Haag für wissenschaftliche Arbeiten folgenden Wert der Lichtgeschwindigkeit als zur Zeit genauesten zu empfehlen: 299792 ± 2 km/s. (Die Red.)

§ 21. Umrechnungstabelle für Druckeinheiten ([2432], S. 157)

Tabelle 67

	Torr[1])	Mikrobar = dyn/cm²	Atm (phys)	at (technisch) = 1 kg/cm²
Torr	1	1333	$1{,}315 \cdot 10^{-3}$	$1{,}359 \cdot 10^{-3}$
1 Mikrobar	$0{,}749 \cdot 10^{-3}$	1	$0{,}0986 \cdot 10^{-5}$	$0{,}102 \cdot 10^{-5}$
Atm (phys.)	760	$10{,}14 \cdot 10^{5}$	1	1,0335
at (techn.)	735,35	$9{,}81 \cdot 10^{5}$	0,9676	1

Anmerkung: Die Umrechnung der Einheiten Torr, *physikalische und technische Atmosphäre* auf die Einheit dyn/cm² hängt von der Erdbeschleunigung g am gegebenen Ort der Erdoberfläche ab. In der Tabelle 67 wurde g zu 981 cm/s² angenommen (der „normale" Wert von g ist 980,665 cm/s²).

§ 22. Die alten Einheiten der Länge, des Gewichtes und des Druckes

In der anglo-amerikanischen Literatur kann man auch jetzt noch folgende Einheiten antreffen: 1 Fuß = 12 Zoll, 1 Zoll (1″) = 2,5400 cm; 1 engl. Pfund = 0,454 kg; 1 Pfund/Zoll² = 51,7 Torr.

---

[1]) Bezogen auf 0° C

Literaturverzeichnis

zu Kapitel 1

Allgemeine Lehrbücher, Monographien und Arbeiten über Elektronik und elektrische Erscheinungen in Gasen

[1] Д. А. Рожанский, Физика газового разряда, ОНТИ, М.-Л. 1937 (Physik der Gasentladung).
[2] Н. Н. Семёнов, Электронные явления, Н. Х. Т. И., Л. 1928 (Elektronische Erscheinungen).
[3] К. К. Дарроу, Электрические явления в газах, ДНТВУ, Харьков-Киев 1937. (Elektrische Erscheinungen in Gasen).
[4] A. Engel u. M. Steenbeck, Springer, Berlin 1934. Elektr. Gasentl., ihre Phys. u. Techn.
[5] С. М. Брагин, А. Ф. Вальтер и Н. Н. Семёнов, Теория и практика пробоя диэлектриков, Госиздат, М.-Л. 1929 (Theorie und Praxis des Durchschlages in Dielektrika).
[6] А. П. Александров и др., Физика диэлектриков. Под редакцией А. Ф. Вальтера. М.-Л. 1932 (Physik der Dielektrika).
[7] J. J. Thomson and G. P. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, Cambridge, Bd. I, 1928; Bd. II, 1933.
[8] K. T. Compton and I. Langmuir, Electrical Discharges in Gases. Bd. I, Survey of Fundamental Processes. Rev. of Mod. Phys. 2, 124—242 (1930); Bd. II, Fundamental Phenomena in Electrical Discharges, Rev. of Mod. Phys. 3, 192—257 (1931).
[9] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning, Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure, Rev. of Mod. Phys., 12, 87—174 (1940); 13, 72—73 (1941).
[10] R. Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen, 2. Aufl., Leipzig 1934.
[11] R. Seeliger und M. Mierdel, Selbständige Entladungen in Gasen, Handb. d. Phys. W. Wien und F. Harms, Bd. XIII, T. 3. Leipzig.
[12] H. Stuecklen, E. Warburg, R. Baer, A. Hagenbach, K. Przibram, G. Angenheister, Elektrizitätsbewegung in Gasen, Handb. d. Exper. Phys. H. Geiger und K. Scheel, Bd. 14, Berlin 1927.
[13] M. Laporte, Les phénomènes élémentairs de la décharge électrique dans les gaz, Paris 1933.
[14] M. Leblanc, La décharge électrique dans le vide et dans les gaz, Paris 1929.
[15] L. B. Loeb, The Nature of a Gaz, New-York 1931.
[16] L. B. Loeb, Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases, New York 1939.
[17] W. Uyterhoven, Elektrische Gasentladungslampen, J. Springer, 1938.
[18] J. S. Townsend, Theory of Ionization of Gases by Collision, Oxford 1910.
[19] J. S. Townsend, Electricity in Gases, Oxford 1915.
[20] J. S. Townsend, Die Ionisation der Gase, Handb. der Radiologie, Bd. I, 1—398, 1920.
[21] J. J. Thomson, On the Theory of the Electric Discharge in Gases, Phil. Mag. (5), 15, 427 (1883).
[22] J. J. Thomson, Proc. Cambr. Soc. 9 (5) 243 (1897); Nature 55, 483 (1897); Phil. Mag. (5); 44, 293 (1897).
[23] J. J. Thomson, On the Existence of Masses Smaller than the Atoms, Rep. Brit, Ass. Dover, 637 (1899); Nature 60, 586 (1898).

[24] J. J. Thomson, On the Masses of the Ions in Gases at Low Pressures, Phil. Mag. 48, 547 (1899).
[25] J. J. Thomson, Nature 86, 466; 88, 200 (1911), Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 8, 226 (1911).

Bücher und Arbeiten zu § 2

[26] П. С. Кудрявцев, История физики, т. I, Учпедгиз, Москва (1948) (Geschichte der Physik, Bd. I).
[27] С. Ю. Лукьянов, УФН 33, 549 (1948), Советская электроника за 30 лет (Sowjetische Elektronik in den letzten 30 Jahren).
[28] Н. А. Капцов, УФН 35, 329 (1948), Физика электрических разрядов в газах за тридцать лет в СССР (Physik der elektrischen Entladungen in Gasen in den letzten 30 Jahren in der UdSSR).
[29] Ф. Розенбергер, История физики, ч. 2, ГТТИ, М.—Л., 1933; ч. 3, ОНТИ, М.—Л., вып. I, 1935, вып. 2, 1936 (Geschichte der Physik).
[30] В. Лебедев, Электричество, магнетизм и электротехника в их историческом развитии. До-фарадеевский период, ОНТИ, М.—Л., 1937 (Elektrizität, Magnetismus und Elektrotechnik in ihrer geschichtlichen Entwicklung. Vor-Faradaysche Epoche).
[31] П. Таннери, Исторический очерк развития естествознания в Европе (с 1300 по 1900), ГТТИ, М.—Л., 1934 (Geschichtlicher Abriß der Entwicklung der Naturwissenschaften in Europa von 1300—1900).
[32] М. В. Ломоносов, О явлениях воздушных, от электрической силы происходящих. Собр. сочинений, ч. III, стр. 48 (1803) (Über von elektrischer Kraft herrührende Lufterscheinungen).
[33] Известия о гальванивольтовских опытах, которые производил проф. физики Василий Петров посредством огромной наипаче батареи, состоявшей иногда из 4200 медных и цинковых кружков и находящейся при Санкт-Петербургской Медико-Хирургической Академии, СПБ, 1803.
[34] Сборник „Академик В. В. Петров (1761—1834)", под редакцией акад. С. И. Вавилова, изд. АН СССР, М.—Л., 1940 (Sammelband: „Akademiemitglied W. W. Petrow, 1761—1834").
[35] M. Faraday, Experimental Researches, § 1417.
[36] M. Faraday, Experimental Researches, § 1480.
[37] Н А. Капцов, Павел Николаевич Яблочков, Гостехиздат, М.—Л., 1914 (Pawel Nikolajewitsch Jablotschkow).
[38] Сборник „П. Н. Яблочков", под редакцией проф. Л. Д. Белькинда, Гозэнергоиздат, М.—Л., 1941 (Sammelband: „P. N. Jablotschkow").
[39] М. А. Шателен, Электричество, № 12, 494 (1926), Павел Николаевич Яблочков (P. N. Jablotschkow; Biographischer Abriß).
[40] В. Н. Чиколев, Электричество, 1880 г., стр. 52, ЖРФХО, ч. физич., 12, 29 (1880). Дифференциальная электрическая лампа.
[41] М. И. Радовский, № 12, 1 (1938), Пионер русской электротехники В. Н. Чиколев. (Der Pionier der russischen Elektrotechnik W. N. Tschikolew).
[42] Некролог „В. Н. Чиколев", Электричество № 11/12, 153 (1899) („W. N. Tschikolew").
[43] Очерк работ русских по электротехнике с 1800 по 1900 год. 105 и 111, изд. ИРТО, СПБ, 1900 (Abriß der russischen elektrotechnischen Arbeiten von 1800—1900).
[44] М. А. Шателен, Электричество, 33, 49 и 65 (1896).
[45] Д. А. Лачинов, ЖРФХО, ч. физич. 9, 263 (1877).
[46] В. Ф. Миткевич, О вольтовой дуге, отд. оттиск из Известий С.-Петерб. Политехнич. Ин-та, т. IV, 5—73, 1905; Электричество 253 (1903) (Über den Lichtbogen).

[47] А. Г. Столетов, Актиноэлектрические исследования, Собр. сочин., т. I, 217, 267 и 270, Гостехиздат, М.—Л., 1939; ЖРФХО, ч. физич. 21, 159 (1889) (Aktinoelektrische Untersuchungen; Gesammelte Werke, Bd. I).
[48] И. И. Боргман, Электричество 191 (1888) и 186, 201 и 213 (1887). Несколько опытов над распространением электрического тока в воздухе (Untersuchungen über elektrischen Strom in Luft).
[49] В. К. Лебединский, Учение об электрической искре, СПБ, 1901 (Untersuchung elektrischer Funken).
[50] В. К. Лебединский, Возникновение искры и светоэлектрическое действие. Изв. Петроградск. Политехн. Ин-та, 1916, стр. 145 (Die Entstehung des Funkens und die lichtelektrische Wirkung).
[51] J. J. Thomson, The Genesis of the Ions in the Discharge of Electricity through Gases, Phil. Mag. (5) 50, 278 (1900).
[52] J. J. Thomson, Nature 61, 458 (1900); Philosoph. Soc. 5. Febr. (1900), Ionization of Gases in an Electric Field.
[53] Н. А. Капцов, Джозеф Джон Томсон, Советская Наука, № 10, 88—108 (1940) (J. J. Thomson).
[54] O. W. Richardson, Proc. Cambridge Phil. Soc. 11, 286 (1901); Jahrb. d. Radioaktivität, I, 302 (1904); Phil. Mag. 23, 601, 619 (1912); 24, 740 (1912); 28, 633 (1914).
[55] П. Н. Лебедев, Собр. сочинений, стр. 286, Москва (1913) (Gesammelte Werke).

zu Kapitel II

Lehrbücher und Arbeiten über Vakuumtechnik

[56] Дюнуайе, Техника высокого вакуума, ГТТИ, 1931 (Hochvakuumtechnik).
[57] S. Dushman, Production and Measurement of High Vacuum, 1922, Shenectady, N. Y.
[58] A. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuums, 2. Aufl., Braunschweig, 1926.
[59] S. Dushman, Die Grundlagen der Hochvakuumtechnik, Berlin, Springer 1926.
[60] С. В. Птицын, Современное состояние техники получения высокого вакуума, ЖТФ, 2, 651—676 (1932) (Gegenwärtiger Stand der Erzeugung von Hochvakua).
[61] Espe und Knoll, Werkstoffkd. der Hochvakuumtechnik, Berlin, Springer 1936.
[62] А. А. Иванов, Электровакуумная технология, Госэнергоиздат, М.—Л., 1944. (Technologie der Vakua).
[63] С. В. Птицын, ЖТФ 19, 1341 (1949), Развитие техники получения и измерения вакуума, обзорная статья (Zusammenfassender Bericht über die technische Entwicklung der Herstellung und Messung des Vakuums).
[64] R. B. Jacobs a. H. F. Zuhr, Journ. of Appl. Phys. 18, 34 (1947), New Developments in Vacuum Engineering.
[65] Müller, R. H., Garman, R. L., a. Dros, M. E., Experimental Electronics.
[66] Кэй Д. и Лэби Т., Справочник физика-экспериментатора, ИЛ, М.—Л. (1949) (Handbuch des Physik-Experimentators).
[67] К. Д. Синельников, А. К. Вальтер, Б. Н. Улезко и А. Н. Ямницкий, ЖТФ 11, 879 (1941), Фракционирующие вакуумные насосы (Öldiffusionspumpen mit fraktionierter Öldestillation).
[68] W. Gaede, Phys. Zs. 13, 864 (1912); Ber. d. Dtsch. Phys. Ges. 14, 775 (1912); Ann. d. Phys. 41, 337 (1913).
[69] F. Holweck, Journ. de Phys. 3, 64 (1922); Revue d'Optique théorique et instrumentale, Bd I, 274 (1922).
[70] I. Langmuir, Phys. Rev. 8, 48 (1916); Journ. of Frankl. Inst. 182, 719 (1916).

[71] S. Dushman, Gen. El. Rev. 23, 672 (1920).
[72] C. R. Burch, Nature 122, 729 (1928).
[73] K. Hickman and C. R. Sunford, Rev. of Scient. Instrum. 2, 140 (1930).
[74] W. Gaede, Zs. f. techn. Phys. 13, 210 (1932).
[75] С. В. Птицын, ЖТФ 2, 660 (1932).
[76] J. A. Bearden, Rev. of Scient. Instrum. 6, 276 (1935).
[77] G. Seidel, Zs. f. techn. Phys. 16, 107 (1935).
[78] I. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 38, 2221 (1916).
[79] Sherwood, Journ. Amer. Chem. Soc. 40, 1645 (1918); Phys. Rev. 12, 448 (1918).
[80] З. Н. Кондрашова, Журн. прикл. физ. т. V, 5 (1928).
[81] Н. А. Орлова и С. В. Птицын, ЖТФ 3, 596 (1933).
[82] J. Dewar, Nature, 15/VII (1875); Proc. Roy. Soc. 74, 122 (1904).
[83] Г. А. Петров и В. Е. Раковский, Приготовление активного угля, Госхимиздат, 1942 (Herstellung von Aktivkohle).
[84] O. Winkler, Zs. f. techn. Phys. 14, 319 (1933).
[85] C. H. Collie, Proc. Phys. Soc., London 46, 252 (1934).
[86] McLeod, Phil. Mag. 48, 110 (1874).
[87] C. Hagen, Phys. Zs. 27, 47 (1926).
[88] Е. Метёлкина, Журн. прикл. физ. т. V, 51 (1928).
[89] M. Knudsen, Ann. d. Phys. 31, 633 (1910); 32, 809 (1910); 34, 593 (1911).
[90] А. А. Зайцев и Г. В. Спивак, ЖЭТФ 5, 54 (1935).
[91] H. A. Lorentz, Lectures on Theoretical Physics, Bd. 1, Kinetical Problems, 125 (1927).
[92] A. E. Martin, Phil. Mag. 9, 97 (1930).
[93] Г. В. Спивак, ЖТФ 2, 265 (1932).
[94] E. Fredlund, Ann. d. Phys. 13, 802 (1932).
[95] W. Werner, Zs. f. techn. Phys. 20, 1316 (1939). (Einfaches Modell eines radiometrischen Manometers).
[96] J. W. M Du Mond and W. M. Pickels, Rev. of Scient. Instr. 6, 362 (1935).
[97] Т. П. Козляковская, ЖТФ 8, 1850 (1938), Манометр Мак-Леода с масляным наполнением (McLeodsches Manometer mit Ölfüllung).
[98] A. F. Lockenvitz, Rev. Scient. Instr. 9, 417 (1938), Radiometer Type Vacuum Gauge (bis 0,001 Bar).
[99] S. Werner, Zs. f. techn. Phys. 20, 1, 13 (1939).
[100] J. P. Youtz, Rev. Scient. Instr. 9, 420 (1938), Protective Device for Large Vacuum Systems.
[101] L. F. Ehrke and Ch. M. Slack, Phys. Rev. 55, 684 (1939) (Anwendung verschiedener Metalle als Getter).
[102] К. Д. Синельников, А. К. Вальтер, В. С. Гуменюк, А. Я. Таранов, ЖТФ 8, 1908 (1938). Некоторые приёмы вакуумной техники (Einige Verfahren der Hochvakuumtechnik).
[103] M. Pirani, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 24, 684 (1906).
[104] C. F. Hale, Trans. Amer. Electrotechn. Soc. 20, 243 (1911).
[105] S. Dushman and C. G. Found, Phys. Rev. 17, 7 (1921); 23 ,734 (1924).
[106] Kaufmann und Serovy, Zs. f. Phys. 5, 319 (1921).
[107] А. Денисов, Ж. Пр. Физ. 5, 63 (1928) (Ionisationsmanometer).
[108] Н. Д. Моргулис, ЖТФ 3, 1276 (1933); Phys. Zs. d. Sowjetun. 5, 407 (1934).
[109] N. R. Campbell, Phil. Mag. 2, 369 (1926).
[110] W. Meyeren, Zs. f. Phys. 84, 531 (1933).
[111] E. Hiedemann, Ann. d. Phys. 8, 89 (1931).
[112] A. W. Hull and E. E. Burger, Phys. Rev. 40, 1097 (1932).
[113] В. И. Романов и Н. А. Цветков, ЖТФ 5, 996 (1935).
[114] И. А. Эльцин, ЖЭТФ 5, 176 (1935).

[115] A. L. Reimann, Phil. Mag. 18, 1117 (1934).
[116] H. Alterthum, A. Lompe und R. Seeliger, Zs. f. techn. Phys. 17, 407 (1936); Phys. Zs. 37, 833 (1936).
[117] I. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 37 (1915) (Zusammenfassung).
[118] И. И. Балог, ЖЭТФ 5, 481 (1936).
[119] И. М. Тарасков, ЖТФ 2, 425 (1932).
[120] И. А. Эльцин, ЖТФ 2, 846 (1932), Послесвечение азота, как метод контроля чистоты газа (Das Nachleuchten des Stickstoffs als Reinheitskontrolle des Gases).
[121] B. Klarfeld, Zs. f. Phys. 78, 111 (1932).
[122] И. А. Эльцин, ЖТФ 2, 859 (1932), Определение содержания азота в аргоне. (Bestimmung des Stickstoffgehaltes in Argon).
[123] С. В. Птицын, ЖТФ 5, 329 (1935).
[124] W. D. Hortings and B. Mortimer, Phil. Mag. 6, 625 (1928) (Reinigung von Quecksilber).
[125] К. Смиттельс, Газы и металлы. Введение в учение о равновесии газов с металлами, Металлургиздат, М.—Л., 1940 (Gase und Metalle. Einführung in Gleichgewichtsuntersuchungen zwischen Gasen und Metallen).
[126] P. Zeleny, Zs. f. Phys. 48, 731 (1928).
[127] В. С. Машков, ЖТФ 9, 2052 (1939), Изолирующее вакуумное уплотнение для металлических ионных и электронных приборов (Isolierende Vakuumdichtung für metallische Ionen- oder Elektronenapparaturen).
[128] B. Vogel, Zs. f. techn. Phys. 20, 220 (1939).
[129] И. Е. Балыгин, ЖЭТФ 7, 1149 (1937).
[130] И. А. Эльцин, ЖЭТФ 5, 176 (1935), К теории выделения газов из металлов при высокой температуре в вакууме (Zur Theorie der Gasabsonderung von Metallen bei hohen Temperaturen im Vakuum).
[131] В. А. Соколов, Гелий и другие редкие газы, Гос. Н. Т. Нефтян. Изд., Л.—М., 1933 (Helium und andere Edelgase).
[132] В. Г. Фастовский, Редкие газы, Госхимиздат, 1940 (Edelgase).
[133] В. Г. Фастовский, Криптон и ксенон, Госэнергоиздат, 1941 (Krypton und Xenon).
[134] Kautsky und Thiele, Zs. f. anorg. Chemie 152, 346 (1926) (Gewinnung reinen Stickstoffs).
[135] A. V. Hill, Journ. Scient. Instr. 5, 23 (1928) (desgleichen).
[136] M. Pirani und F. Lax, Wissensch. Verh. a. d. Siemens-Konzern 2, 203 (1922).
[137] R. J. Strutt, Philos. Trans. of the Roy. Soc., London, A 193, 377 (1900).
[138] H. Alterthum und A. Lompe, Zs. f. techn. Phys. 15, 148 (1934). Optische Methode zum Nachweis von Stickstoffspuren in Edelgasen (Empfindlichkeit 0,25%).
[139] В. А. Коновалов и С. Э. Фриш, ЖТФ 4, 523 (1934). Свечение смеси аргона и азота (Das Leuchten einer Argon-Stickstoff-Mischung).
[140] P. Vetterlein, Ann. d. Phys. 37, 583 (1940) (Methode zur Bestimmung der Energieverteilungsfunktion der geladenen Teilchen mit einem Brennpotential).
[141] I. Langmuir, Journ. of Frankl. Inst. 196, 751 (1923).
[142] N. Semenow und A. Walter, Zs. f. Phys. 17, 67 (1923).
[143] W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 12, 1 (1923).
[144] W. Rogowski und H. Rengier, Arch. f. Elektrotechn. 16, 73 u. 76 (1926).
[145] Б. В. Круссер, ЖТФ, 17, 63 (1947), Ионизационный манометр с усилителем постоянного тока (Ionisationsmanometer mit Gleichstromverstärker).
[146] A. O. Nier, C. M. Stevens, A. Hustrulid and T. A. Abbot, Journ. of Appl. Phys. 18, 30 (1947), Mass Spektrometer for Leak Detection.
[147] S. A. Shaaf a. R. R. Cyr, Journ. of Appl. Phys. 20, 860 (1949), Time Constants for Vacuum Gauge Systems.

zu Kapitel III

Lehrbücher, Monographien und zusammenfassende Arbeiten

[148] O. W. Richardson, Emission of Electricity from Hot Bodies, 2. Aufl. London, 1921.
[149] A. L. Reimann, Vakuumtechnique, London, Chapman u. Holl 1952.
[150] J. H. De Boer, Electron emission and adsorption phenomena. Cambridge 1936.
[151] W. Schottky, H. Rothe, H. Simon, Glühelektroden und technische Elektronenröhren, Handb. d. Exper. Phys., W. Wien und F. Harms, Bd. XIII, T. 2, Leipzig (1929).
[152] S. Dushman, Термоионная эмиссия, Кубуч, М.—Л. 1932.
[153] J. A. Becker, Thermionic Electron Emission and Adsorption, Bd. 1, Thermionic Emission; Rev. Mod. Phys. 7, 95—128 (1935).
[154] L. Nordheim, Теория металлического состояния, УФН 15, 570, 675, 779 и 939 (1935) (Theorie des metallischen Zustandes).
[155] К. К. Дарроу, Электронная теория металлов и физическая статистика, ГТТИ, М.—Л. (1933) (Elektronentheorie der Metalle und physikal. Statistik).
[156] G. Herrmann und S. Wagener, Die Oxydkathode, T. I, Leipzig, Barth 1948.
[157] Л. Н. Добрецов, ЖТФ 18, 727 (1948), О работе выхода металлов (Zusammenfassende Arbeit über die Austrittsarbeit der Metalle).
[158] С. В. Птицын, ЖТФ 17, 9, 965 (1947), Оксидный катод.
[159] В. Л. Грановский, Электрические флюктуации, Гостехиздат, М.—Л., 1936; УФН 15, 435 (1935), Электрические флюктуации и предел чувствительности электрических приборов; ч. II. Дробовой эффект и смежные явления (Elektrische Fluktuationen; Elektrische Fluktuationen und Empfindlichkeitsgrenze elektrischer Apparaturen; Schrot- und ähnliche Effekte).
[160] I. Langmuir, Phys. Rev. 35, 478 (1936).
[161] S. Dushman, Phys. Rev. 21, 623 (1923).
[162] R. H. Fowler and L. Nordheim, Proc. Roy. Soc., London, A 119, 173 (1928).
[163] R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc., London, A 122, 36 (1929), A 117, 549 (1928).
[164] L. Nordheim, Zs. f. Phys. 46, 833 (1928); Phys. Zs. 30, 177 (1929).
[165] P. W. Bridgman, Phys. Rev. 27, 173 (1926).
[166] F. Bloch, Zs. f. Phys. 52, 555 (1929).
[167] I. E. Tamm und D. I. Blochinzew, Zs. f. Phys. 77, 774 (1932).
[168] E. Wigner, Phys. Rev. 49, 696 (1936).
[169] E. Wigner and G. Bardeen, Phys. Rev. 48, 84 (1935).
[170] J. Bardeen, Phys. Rev. 49, 653 (1936).
[171] A. G. Worthing and W. E. Forsythe, Phys. Rev. 18, 144 (1921); Phys. Rev. 10, 377 (1917).
[172] C. Davisson and L. Germer, Phys. Rev. 20, 300 (1922).
[173] F. Krueger und G. Stabenow, Ann. d. Phys. 22, 713 (1935).
[174] Е. Н. Грибанов, ЖТФ 5, 1356 (1935).
[175] G. Moench, Zs. f. Phys. 47, 522 (1928).
[176] H. Gericke, Phys. Zs. 37, 327 (1936) (Kritische Übersicht über die Methoden zur Bestimmung des Kontaktpotentials).
[177] P. A. Anderson, Phys. Rev. 47, 958 (1935) (Bestimmung des Kontaktpotentials aus der Verschiebung der Charakteristik, bewegliche Anode).
[178] D. B. Langmuir, Phys. Rev. 47, 328 (1935) (Bestimmung des Kontaktpotentials mit zwei verschiedenen Kathoden bei gleicher Anode).
[179] A. T. Waterman, Phys. Rev. 51, 63 (1937) (Bestimmung des Kontaktpotentials durch Kompensation der Kontaktpotentiale zwischen zwei Kathoden, von denen eine vibriert).

[180] H. Koesters, Zs. f. Phys. 66, 807 (1930) (Bestimmung des Kontaktpotentials aus der Verschiebung der Charakteristik; bewegliche zylindrische Anoden aus verschiedenen Materialien).
[181] W. Schottky, Phys. Zs. 15, 872 (1914); Jahrb. d. Radioaktivität und Elektronik 12, 147 (1915).
[182] S. Dushman, H. N. Rowe, J. Ewald and C. A. Kindner, Phys. Rev. 25, 338 (1925).
[183] W. S. Pforte, Zs. f. Phys. 49, 46 (1928) (Experimentelle Bestätigung der Schottkyschen Theorie).
[184] N. A. de Brugne, Proc. Roy. Soc., London A 120, 423 (Experimentelle Bestätigung der Schottkyschen Theorie und der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung).
[185] П. И. Лукирский, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 226 (1944), Вырывание электронов электрическим полем (Elektronenemission durch äußeres elektrisches Feld).
[186] E. W. Müller, Zs. f. Phys. 102, 734 (1936); Phys. Zs. 37, 838 (1936); Zs. f. techn. Phys. 17, 412 (1936).
[187] R. H. Fowler and L. Nordheim, Proc. Roy. Soc., London A 119, 173 (1928).
[188] E. W. Müller, Zs. f. Phys. 102, 734 (1936).
[189] Millikan and Eyring, Phys. Rev. 27, 51 (1926); 31, 200 (1928).
[190] A. J. Ahearn and J. A. Becker, Phys. Rev. 54, 448 (1938).
[191] L. H. Germer, Phys. Rev. 25, 584, 795 (1925).
[192] I. Langmuir, Phys. Rev. 22, 357 (1923).
[193] A. Gehrts, Zs. f. techn. Phys. 14, 145 (1933).
[194] A. Gehrts, Zs. f. techn. Phys. 13, 303 (1932).
[195] I. Langmuir, Journ. of Frankl. Inst. 217, 543 (1934).
[196] E. Brüche und H. Mahl, Zs. f. techn. Phys. 16, 623 (1935); 17, 81 (1936).
[197] H. Mahl und D. Schenk, Zs. f. Phys. 101, 117 (1936).
[198] E. Brüche und H. Mahl, Zs. f. techn. Phys. 17, 262 (1936).
[199] A. Gehrts, Zs. f. techn. Phys. 17, 656 (1936).
[200] I. Langmuir, Acta Physicochemica USSR 1, 371 (1934).
[201] W. B. Nottingham, Phys. Rev. 49, 78 (1935).
[202] A. Rose, Phys. Rev. 49, 838 (1936).
[203] I. Langmuir and Kingdom, Science 57, 58 (1923); Proc. Roy. Soc., London A 107, 61 (1925).
[204] Becker, Phys. Rev. 28, 341 (1926); 29, 364 (1927).
[205] J. B. Taylor and I. Langmuir, Phys. Rev. 44, 432 (1933).
[206] N. D. Morgulis, Phys. Zs. d. Sowjetun. 5, 221 (1934).
[207] Лукирский, Сосина, Векшинский и Царёва, Zs. f. Phys. 71, 306 (1931).
[208] W. Heinze und S. Wagener, Zs. f. techn. Phys. 17, 645 (1936).
[209] M. Benjamin and H. P. Rooksby, Phil. Mag. 16, 519 (1933).
[210] A. L. Reimann and L. R. G. Treloar, Phil. Mag. 12, 1073 (1931).
[211] M. Benjamin and H. P. Rooksby, Phil. Mag. 15, 810 (1933).
[212] M. Benjamin, Phil. Mag. 20, 1 (1935).
[213] A. J. Maddock, Phil. Mag. 19, 422 (1935).
[214] H. Gaertner, Phil. Mag. 19, 82 (1935).
[215] J. E. Henderson and G. M. Fleming, Phys. Rev. 48, 486 (1935); 54, 241 (1938).
[216] O. W. Richardson, Proc. Roy. Soc., London A 105, 387 (1924), Thermodynamics of Electron Emission.
[217] A. K. Brewer, Proc. Nat. Acad. Amer. 13, 392 (1927), The Relation between Temperature and Work Function in Thermionic Emission.
[218] A. C. Davies and R. N. Moss, Phil. Mag. 5, 989 (1928) (Desaktivierung von thoriertem Wolfram).

[219] O. W. Richardson, Proc. Roy. Soc., London A 117, 719 (1928), On the Extraction of Electrons from Cold Conductors in Intense Electric Fields.
[220] R. Viohl, Ann. d. Phys. 87, 176 (1928), Messung der Wärmeentwicklung bei der Kondensation von Elektronen in Metallen.
[221] R. A. Millikan and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. 33, 598 (1929), Dependence of Electron Emission from Metals upon Field Strengths and Temperatures.
[222] A. Gehrts, Zs. f. techn. Phys. 21, 246 (1930), Die Elektronenemission von Oxydkathoden.
[223] A. L. Reimann and R. Murgoci, Phil. Mag. 9, 440 (1930), Thermionic Emission and Electrical Conductivity of Oxide Cathodes.
[224] F. F. Lowry, Phys. Rev. 35, 1367 (1930), The Role of the Core Metal in Oxide Coated Filaments.
[225] D. Schenk, Ann. d. Phys. 23, 240 (1935).
[226] E. Brüche, Zs. f. Phys. 98, 77 (1935).
[227] H. Gaertner, Phil. Mag. 13, 82 (1935).
[228] W. Espe, Wiss. Veröff. d. Siemens-Konz. 5, 29 (1926).
[229] W. A. Jenkins, Phil. Mag. 47, 1025 (1924).
[230] P. K. Mitra, Phil. Mag. 5, 67 (1928).
[231] L. P. Smyth, Phys. Rev. 33, 279 und 1082 (1929); 34, 1496 (1929).
[232] L. R. Barner, Phys. Rev. 40, 1044 (1932); 42, 492 (1933).
[233] H. B. Wahlin, Phys. Rev. 34, 164 (1929); 38, 1074 (1931) Nature, 123, 912 (1929).
[234] H. B. Wahlin and L. V. Whitney, Phys. Rev. 50, 735 (1936).
[235] C. H. Kunsman, Science 62, 269 (1925); Journ. of the Frankl. Inst. 203, 635 (1927).
[236] H. Paeverlein, Ann. d. Phys. 27, 92 (1936).
[237] J. Koch, Zs. f. Phys. 100, 669 (1936).
[238] J. P. Blewett and E. J. Jones, Phys. Rev. 50, 464 (1936).
[239] H. Mentraps, Phys. Zs. 36, 335 (1935).
[240] W. Schottky, Ann. d. Phys. 57, 541 (1918); 65, 79 (1921); 68, 157 (1922).
[241] C. A. Hartmann, Ann d. Phys. 65, 51 (1921); Phys. Zs. 23, 436 (1922).
[242] R. Fuerth, Phys. Zs. 23, 354 und 438 (1922).
[243] A. W. Hull and N. H. Williams, Phys. Rev. 23, 299 (1924); 25, 47 (1925).
[244] N. H. Williams and N. B. Vincent, Phys. Rev. 28, 1250 (1926).
[245] F. B. Llewellyn, Proc. Inst. Rad. Eng. 18, 243 (1030); 19, 416 (1931).
[246] N. P. Casle, Proc. Inst. Rad. Eng. 19, 963 (1931).
[247] E. B. Moullin and H. D. M. Ellis, Journ. Inst. Electr. Eng. 74, 323 (1933).
[248] N. H. Kosanowski and N. H. Williams, Phys. Rev. 35, 1430 (1930); 36, 1314 (1930).
[249] S. Ballantine, Physics 4, 294 (1933), Journ. Frankl. Inst. 206, 159 (1928).
[250] J. S. Donal, Phys. Rev. 35, 1430 (1930); 36, 1172 (1930).
[251] E. W. Thacher and N. H. Williams, Phys. Rev. 39, 374 (1932).
[252] E. W. Thacher, Phys. Rev. 40, 114 (1932).
[253] J. B. Johnson, Phys. Rev. 26, 71 (1925).
[254] W. Schottky, Phys. Rev. 28, 74 (1926).
[255] W. Schottky und E. Spenke, Naturwissenschaften 25, 447 (1937), Das 3/2-Gesetz für die Schwankungen ungesättigter Elektronenströme.
[256] W. Heinze und S. Wagener, Zs. f. Phys. 110, 164 (1938), Die Änderung der Elektronenaustrittsarbeit bei der Aktivierung von Oxydkathoden.
[257] B. Gysac und S. Wagener, Zs. f. Phys. 110, 145 (1938).
[258] F. Orban, Zs. f. techn. Phys. 13, 420 (1932); 14, 137 (1933).
[259] J. M. Whittaker, Proc. Cambridge Phil. Soc. 34, 158 (1938), Shot Effect with Space Charge.
[260] A. L. Reimann, Proc. Phys. Soc., London 50, 496 (1938).

[261] A. W. Hull, Phys. Rev. 53, 936 (1938), A New Type of Thermionic Cathode: The Migration Cathode.
[262] S. T. Martin, Phys. Rev. 53, 937 (1938).
[263] A. M. Адрианов, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 290 (1914), Эмиссия оксидного катода в импульсном режиме (Emission einer Oxydkathode bei Impulsbetrieb).
[264] O. Klein und E. Lange, Zs. f. Elektrochemie 44, 512 (1938).
[265] N. Campbell, Proc. Cambridge Phil. Soc. 35, 127 (1939), Fluctuation Theorem (Shot Effect).
[266] W. Heinze und S. Wagener, Zs. f. Techn. Phys. 20, 16 (1939) (Über Emissionszentren auf der Oberfläche von Oxydkathoden).
[267] L. F. Brodway and A. F. Pearce, Proc. Phys. Soc., London 51, 335 (1939).
[268] J. E. Henderson and R. K. Dahlstrom, Phys. Rev. 55, 473 (1939).
[269] J. P. Blewett, Phys. Rev. 55, 713 (1939).
[270] M. Surdin, Journ. de Phys. et de Radium 188 (1939).
[271] P. Grauwin, Annalès de Physique 12, 88 (1939).
[272] M. H. Дьяченко и M. И. Далленбах, ЖЭТФ 10, 58 (1940). Влияние абсорбированных газов на термоэлектронную эмиссию W и Pt при низких температурах (Der Einfluß absorbierter Gase auf die Thermo-Elektronenemission von W und Pt bei niedrigen Temperaturen).
[273] Н. Д. Моргулис, ЖЭТФ 10, 168 (1940). Исследование поверхностной структуры торированного вольфрама при помощи ионного микроскопа (Untersuchung der Oberflächenstruktur thorierten Wolframs mit einem Ionenmikroskop).
[274] P. A. Anderson, Phys. Rev. 57, 122 (1940).
[275] M. H. Nichols, Phys. Rev. 57, 297 (1940).
[276] Ch. J. Mullin and E. Guth, Phys. Rev. 57, 349 (1940) (Abweichung vom Schottkyschen Gesetz).
[277] R. L. Seifert and T. E. Phipps, Phys. Rev. 56, 652 (1939).
[278] D. Turnbull and T. E. Phipps, Phys. Rev. 56, 663 (1939).
[279] H. M. Mott Smith, Phys. Rev. 56, 668 (1939) (Abweichung vom Schottkyschen Gesetz).
[280] C. J. Gallagher, Phys. Rev. 63, 217 (1943) (Emission dünner Th-Schichten auf Ta, Erniedrigung von 4,07 auf 2,052 V).
[281] H. Nelting, Zs. f. Phys. 115, 469 (1940) (Untersuchung der Aktivierungsbedingungen von thoriertem Mo).
[282] K. Bruening, Phys. Zs. 41, 285 (1940).
[283] R. Haefer, Zs. f. Phys. 116, 604 (1940) (Experimentelle Prüfung der Theorie der Feldelektronen-Emission).
[284] D. B. Langmuir, Phys. Rev. 49, 428 (1936).
[285] W. B. Nottingham, Phys. Rev. 49, 78 (1936).
[286] A. L. Reimann, Phil. Mag. 20, 594 (1935).
[287] E. Brüche und H. Mahl, Zs. f. techn. Phys. 17, 81 (1936).
[288] A. Rose, Phys. Rev. 49, 838 (1936).
[289] E. W. Müller, Zs. f. Phys. 106, 132 und 541 (1937) (Elektronenoptische Untersuchungen).
[290] Н. Д. Моргулис, ЖЭТФ 6, 339 (1936).
[291] W. Schottky, Physica 4, 175 (1937), Raumladungsschwächung beim Schroteffekt und Funkeleffekt.
[292] W. Schottky, Zs. f. Phys. 105, 248 (1937). Zusammenhänge zwischen korpuskularen und thermischen Schwankungen in Elektronenröhren.
[293] H. Haberland und W. Walcher, Zs. f. Phys. 105, 348 (1937).
[294] E. H. Winkler, Zs. f. Phys. 107, 235 (1937).
[295] H. B. Wahlin and L. V. Whitney, Phys. Rev. 50, 735 (1936), Positive and Negative Thermionic Emission from Tungsten.

[296] S. Kalandyk, Zs. f. Phys. 103, 583 (1936). Negative Elektronenemission beim Glühen von Platin in Chlor.

[297] H. Heinze und S. Wagener, Zs. f. techn. Phys. 17, 645 (1936).

[298] H. Mahl, Zs. f. techn. Phys. 17, 81, 262, 653 (1936).

[299] L. V. Whitney, Phys. Rev. 50, 1154 (1936) (Bestimmung von φ für Pt).

[300] H. Mahl, Zs. f. Phys. 108, 771 (1938), Elektronenoptische Beobachtung der Ionen- und Elektronenemission von drahtförmigen Emissionsquellen.

[301] W. Heinze, Zs. f. Phys. 109, 459 (1938).

[302] A. L. Reimann, Phil. Mag. 25, 834 (1938), The Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Tungsten.

[303] W. Schottky, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Werken 16, T. 2, 1 (1937).

[304] H. J. Fan, Journ. of Appl. Phys. 14, 552 (1943). Thermionic Emission from an Oxide-Coated Cathode.

[305] E. Spenke, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Werken 16, T. 2, 19 (1937); H. Jacoby und L. Kindgesserer, Die Raumladungsschwächung des Schroteffekts.

[306] J. P. Bloyd, Journ. of Appl. Phys. 110, 668 und 831 (1939) (Arbeit mit Literaturverzeichnis).

[307] Т. П. Козляковская, Термоэлектронная эмиссия сложных поверхностей — Электронные и ионные приборы, Труды ВЭИ, т. 41, стр. 44—88, Госэнергоиздат, 1941 (Thermo-Elektronenemission zusammengesetzter Oberflächen-Elektronen- und Ionengeräte).

[308] J. H. De Boer and C. F. Veenemans, Physica 1, 960 (1934), 2, (1935).

[309] F. Kuhn, Ann. d. Phys. 15, 825 (1932), Die Potentialdifferenz zwischen glühenden Wolframelektroden verschiedener Temperatur.

[310] J. B. Johnson, Phys. Rev. 66, 352 (1944) (Verstärkung der Thermo-Elektronenemission durch Elektronenbeschuß der Kathode).

[311] G. E. Moore and H. W. Allison, Phys. Rev. 65, 254 (1944) (Emission von Alkalimetall-Oxyden auf W und Mo bei bis 0,001 monomolekularen Schichten).

[312] R. L. Sproull, Phys. Rev. 67, 166 (1945), An Investigation of Short-Time Thermionic Emission from Oxide-Coated Cathodes.

[313] A. L. Reimann, Nature 133, 833 (1934), The Apparent Thermionic Constant A of Clean Metals.

[314] H. C. Rentschler and D. E. Henry, Phys. Rev. 63, 217 (1943) (Verminderung der Austrittsarbeit von Zirkon, Titan und Thorium durch O_2, N_2 und H_2).

[315] M. Benjamin and R. O. Jenkins, Proc. Roy. Soc., London, A 176, 262 (1940).

[316] E. Guth and C. J. Millen, Phys. Rev. 59, 575 und 867, 942 (1941); 61, 389 (1942) (Elektronenemission von Metallen bei Anlegung eines äußeren elektrischen Feldes).

[317] C. Herring, Phys. Rev. 59, 889 (1941) Thermodynamische Interpretation einiger thermoelektrischer Erscheinungen).

[318] W. B. Nottingham, Phys. Rev. 59, 906 (1941), Remarks on Energy Losses Attending the Thermionic Emission of Electrons from Metals.

[319] G. M. Fleming and J. E. Henderson, Phys. Rev. 59, 907 (1941).

[320] P. A. Anderson, Phys. Rev. 59, 1034 (1941) (Herstellung reiner Oberflächen an Einkristallen zur Bestimmung der Austrittsarbeit).

[321] R. W. Wright, Phys. Rev. 60, 465 (1941), Positive and Negative Emission from Molybdenum.

[322] Н. Д. Моргулис, П. Г. Борзяк и Б. И. Дятловицкая, Изв. АН СССР, серия физич., 12, 126 (1948), Оптические и электрические свойства сурьмяно-цезиевых катодов (Optische und elektrische Eigenschaften von Antimon-Caesium-Kathoden).

[323] Н. И. Ионов, ЖЭТФ 18, 96 (1948), Распределение по энергиям положительных ионов калия, образующихся при поверхностной ионизации на вольфраме (Energie-

verteilung der bei der Oberflächenionisation von Wolfram entstehenden positiven Kaliumionen).
[324] T. H. Jacobi, Phys. Rev. 75, 1599 (1949), Thermionic and Photoelectric Emission with Moderate Applied Electric Fields, Employing a Two-Step Potential Barrier.
[325] М. Д. Круглова и И. Л. Сокольская, ЖТФ 19, 1292 (1949), Термоэлектронная эмиссия вольфрама, покрытого платиной (Thermoelektrische Emission von Wolfram mit Platinschicht).
[326] К. Б. Толпыго, ЖТФ 19, 1301 (1949), О термоэлектронной эмиссии с тонких плёнок полупроводника (Über die thermoelektrische Emission dünner Halbleiterschichten; Theorie).
[327] H. B. Wahlin, Phys. Rev. 73, 1458 (1948), Thermionic Properties of Chromium.
[328] A. Eisenstein, Journ. of Appl. Phys. 20, 776 (1949), Some Properties of the Ba_2SiO_4 Oxide Cathode Interface.
[329] С. В. Стародубцев и Ю. И. Тимохина, ЖТФ 19, 606 (1949), Эмиссия положительных ионов раскалёнными окислами титана, циркония, кремния (Emission positiver Ionen durch glühende Titan-, Zirkonium- und Siliziumoxyde).
[330] М. М. Бредов, ЖТФ 20, 476 (1950), Источник ионов щелочных металлов (Ionenquelle der Alkalimetalle).
[331] E. P. Wohlfarth, Phys. Rev. 74, 984 (L) (1948), Anomalous Values of the Thermionic Emission Constant.
[332] C. Heering and M. H. Nichols, Rev. of Modern Phys. 21, 185—270 (1949), Thermionic Emission (Zusammenfassende Arbeit).
[333] P. A. Anderson, Phys. Rev. 48, 84 (1935); 49, 653 (1936); 75, 1205 (1949), The Work Function of Lithium.
[334] P. A. Anderson, Phys. Rev. 76, 388 (1949), The Work Function of Copper.
[335] H. F. Ivey, Phys. Rev. 76, 554 (L) (1949), Thermionic Electron Emission from Carbon.
[336] G. A. Espersen, Journ. of. Appl. Phys. 21, 261 (L) (1950), Thermionic Emitting Properties of Thoria Rhenium.
[337] M. H. Nichols, Phys. Rev. 78, 158 (1950), Average Thermionic Constants of Polycrystalline Tungsten Wires.
[338] H. Y. Fan, Journ. of Appl. Phys. 20, 682 (1949) Thermionic Emission from Sintered Cathode of Thoria and Tungsten.
[339] A. A. Brown, L. J. Noelands and H. E. Fansworth, Journ. of Appl. Phys. 21, I (1950), Thermionic Work Function of the (100) Face of a Tungsten Single Crystal.
[340] H. F. Ivey, Phys. Rev. 74, 983 (L) (1948), Anomalous Values of the Thermionic Emission Constant.
[341] B. J. Rothlein and P. H. Miller, Phys. Rev. 76, 1882 (L) (1949), Measurements of the Variation of Work Function of Silicon with Temperature.
[342] O. A. Weinreich, Phys. Rev. 75, 1312 (A) (1949), Journ. of Appl. Phys. 20, 1256 (L) (1949), Activation Phenomena of Thoria Cathodes.
[343] D. McLachlan, Journ. of Appl. Phys. 20, 295 (L) (1949), The Use of Titanium and Zirconium Nitrides as a Conducting Element in Thoria Cathodes.
[344] O. B. Bush, R. B. Vandergrift and T. E. Hanley, Journ. of Appl. Phys. 20, 295 (1949), Use of Titanium and Zirconium Nitrides as a Conducting Element in Thoria Cathodes.
[345] A. Eisenstein and J. R. Young, Phys. Rev. 75, 347 (A) (1949), Oxide Cathode Interface and Coating Voltages.
[346] W. E. Danforth and D. L. Goldwater, Journ. of Appl. Phys. 20, 163 (1949), Resistance of Oxide Cathode Coating for High Values of Pulsed Emission.
[347] G. W. Mahlman, Journ. of Appl. Phys. 20, 197 (1949), Work Functions and Conductivity of Oxide Coated Cathodes.

[348] C. S. Hung, Journ. of Appl. Phys. 21, 37 (1950). Thermionic Emission from Oxide Cathodes: Retarding and Accelerating Fields.

[349] G. E. Moore and H. W. Allison, Phys. Rev. 77, 246 (1950), Thermionic Emission of Thin Films of Alkaline Earth Oxide Deposited by Evaporation.

[350] A. Eisenstein, Journ. of Appl. Phys. 20, 776 (1949), Some Properties of the Ba_2SiO_4 Oxide Cathode Interface.

[351] N. B. Hannay, D. McNair and A. H. White, Journ. of Appl. Phys. 20, 669 (1949), Semi-Conducting Properties in Oxide Cathodes.

[352] F. K. Du Pré, R. A. Hutner and F. S. Rittner, Phys. Rev. 78, 567 (1950), On the Interpretation of Conduction and Thermionic Emission of (Ba-Sr) Cathodes.

Die Thermoelektronen-Emission aus Halbleitern

[353] A. H. Smith, Phys. Rev. 75, 953 (1949), Temperature Dependence of the Work Function of Semi-Conductors.

[354] J. J. Markham and P. H. Miller, Phys. Rev. 75, 959 (1949), Effect of Surface States on the Temperature Variation of the Work Function of Semi-Conductors.

[355] R. Loosjes, H. J. Vink and C. G. J. Jansen, Journ. of Appl. Phys. 21, 350 (L) (1950), Potential Distribution in Pulsed Oxide Cathodes and its Consequences for the Velocity Distribution of the Emitted Electrons.

[356] R. Levi and G. A. Espersen, Phys. Rev. 78, 231 (1950), Preparation of Rhenium Emitters and Measurements of their Termionic Properties.

[357] H. Jacobs and A. P. La Rocque, Phys. Rev. 75, 347 (A), 1949, The Effects of Various Barium Compounds with Respect to Cold Cathode Behavior as a Function of Life in a Glow Discharge.

[358] H. J. P. La Rocque and A. Mazzei, Phys. Rev. 75, 1312 (A) (1949), Barium Fluoride as a Cold Cathode in an Argon Glow Discharge.

[359] B. Wolk and H. Jacobs, Phys. Rev. 75, 1312 (A) (1949), Micro Analysis of Gas in Cathode Coating Assemblies.

[360] E. C. Okress, Journ. of Appl. Phys. 20, 850 (1949), Potential Functions for a Thermionic Vacuum Tube.

[361] R. Loosjes and H. J. Vink, Journ. of Appl. Phys. 20, 884 (L) (1949).

[362] Phys. Rev. 78, 352—356 (1950), 28 коротких абстракта, касающихся ториевых и оксидных катодов, а также других вопросов термоэлектронной эмиссии (28 kurze Hinweise über thorierte und oxydierte Kathoden sowie über andere Probleme der Thermo-Elektronenemission).

[363] F. K. Du Pré, Phys. Rev. 78, 615 (L) (1950), Suggestion Regarding the Spectral Density of Flicker Noise.

[364] R. T. K. Murray and A. Mackenzie, Phys. Rev. 78, 350 (A) (1950), Field Electron Emission from Dielectrics.

Zu Kapitel IV

Bücher, Monographien und zusammenfassende Arbeiten

[365] A. L. Hughes and L. A. Dubridge, Photoelectric Phenomena, New York und London, McGraw-Hill 1932.

[366] H. Simon und R. Suhrmann, Lichtelektr. Zellen und ihre Anwendung, Springer 1932.

[367] B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen, Springer 1928.

[368] L. B. Lindford, Rev. of Mod. Phys. 5, 34—61 (1933).

[369] Н. С. Хлебников, УФН 22, 384 (1939). Работы А. Г. Столетова по фотоэффекту (Arbeiten von A. G. Stoletow über den Photoeffekt).
[370] С. Ю. Лукьянов, Фотоэлементы, Изд. АН СССР, М.—Л. (1948) (Photoelemente).
[371] М. В. Савостьянова, УФН 14, 7—34 (1934), Селективный фотоэффект (Selektiver Photoeffekt; zusammenfassender Bericht).
[372] Н. С. Хлебников, ЖТФ 16, 745—770 (1946), Сложные фотокатоды (Zusammengesetzte Photokathoden).
[373] P. Lenard, Ann. d. Phys. 8, 149 (1902).
[374] A. Einstein, Ann. d. Phys. 17, 132 (1905); 20, 199 (1906).
[375] T. C. Fry and H. E. Ives, Phys. Rev. 32, 44 (1928).
[376] H. E. Ives, A. R. Olpin and A. L. Johnsrud, Phys. Rev. 32, 57 (1928).
[377] O. Klemperer, Zs. f. Phys. 16, 280 (1923).
[378] P. Lukirsky und S. Prilezaev, Zs. f. Phys. 49, 236 (1928).
[379] H. E. Ives and T. C. Fry, Astrophys. Journ. 56, 1 (1922).
[380] R. A. Millikan, Phys. Rev. 7, 362 (1916).
[381] O. W. Richardson, Phil. Mag. 23, 615 (1912); 24, 570 (1912).
[382] R. Suhrmann, Zs. f. Phys. 33, 63 (1925).
[383] F. Klauer, Ann. d. Phys. 20, 909 (1934).
[384] R. J. Cashman and E. Bascoe, Phys. Rev. 53, 919 (1938).
[385] R. Suhrmann, Phys. Zs. 32, 216, 929 (1931).
[386] R. Suhrmann und H. Tessing, Zs. f. Phys. 55, 701 (1929).
[387] P. W. Timofejew und W. W. Nalimow, Zs. f. Phys. 81, 687 (1933).
[388] H. E. Ives and T. C. Fry, Journ. Opt. Soc., Amer. 23, 74 (1933).
[389] R. H. Fowler, Phys. Rev. 38, 45 (1931).
[390] L. Dubridge, УФН 19, 74—125 (1938), Новые теории фотоэффекта (Neue Theorie des Photoeffektes; Literaturverzeichnis).
[391] G. Wentzel, Sommerfeld-Festschrift (Probleme der modernen Physik), S. 79, Leipzig (1928).
[392] I. Tamm, Zs. f. Phys. 68, 97 (1931).
[393] H. Froehlich, Ann. d. Phys. 7, 103 (1930).
[394] R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc., London 118, 229 (1928) (Allgemeine Theorie der Elektronenemission).
[395] K. Mitchell, Proc. Roy. Soc., London A 146, 442 (1935); A 153, 513 (1936), Cambridge Phil. Soc. 31, 416 (1935).
[396] L. I. Schiff and L. H. Thomas, Phys. Rev. 47, 860 (1935), Quantum Theory of Metallic Reflection.
[397] R. D. Myers, Phys. Rev. 49, 938 (1936), Use of the Image Potential for the Surface Photoelectric Effect; A. G. Hill, Phys. Rev. 53, 184 (1938).
[398] R. E. B. Makinson, Proc. Roy. Soc., London A 162, 367 (1937). Metallic Reflexion and the Surface Photoelectric Effect.
[399] R. J. Cashman and E. Bascoe, Phys. Rev. 55, 63 (1939) (Weiterentwicklung der Theorie von Mitchell und experimentelle Prüfung).
[400] H. M. Zenor, Phys. Rev. 50, 1050 (1936) (Erniedrigung der Kathodentemperatur bei der Photoelektronenemission).
[401] R. Suhrmann, УФН 16, 199—266 (1936). О внешнем фотоэффекте на адсорбированных плёнках. (Über den äußeren Photoeffekt auf adsorbierten Filmen; zusammenfassender Bericht und Literaturverzeichnis).
[402] А. В. Афанасьева и Ю И. Луньковa, ЖТФ 5, 1000 (1935).
[403] H. C. Rentschler and D. E. Henry, Journ. Frankl. Inst. 223, 135 (1937).
[404] W. Gei und I. Thaten, Phys. Zs. d. Sowjetun. 8, 342 (1935).
[405] H. Mayer, Ann. d. Phys. 30, 129 (1937).
[406] H. Mayer, Ann. d. Phys. 33, 419 (1938).

[407] J. Brady and J. H. Rochel, Phys. Rev. 50, 624 (1934) (Sensibilisierung des Kaliums mit Wasserstoff).

[408] R. C. L. Bosworth, Trans. Farad. Soc. 32, 1369 (1936) (Sensibilisierung des Kaliums mit Wasserstoff).

[409] R. G. Wilson 53, 264 (1938).

[410] R. J. Cashman and N. C. Jamison, Phys. Rev. 49, 887 (1936); 50 624 (1936) (φ-Bestimmung nach Fowler).

[411] R. J. Cashman, Phys. Rev. 52, 246 und 512 (1937) (Temperaturkoeffizient φ).

[412] A. G. Hill, Phys. Rev. 53, 184 (1938) (Theorie).

[413] D. H. Loughridge and N. K. Olsen, Phys. Rev. 54, 239 (1938) (Änderung von λ_0 bei Eisen bei der Magnetisierung).

[414] E. U. Condon, Phys. Rev. 54, 1089 (1938).

[415] E. Ruedberg, Phys. Rev. 48, 811 (1935) (Geschwindigkeitsverteilung der Photoelektronen).

[416] П. В. Тимофеев и Н. С. Кондорская, ЖТФ 6, 1267 (1936); Phys. Zs. d. Sowjetun. 9, 683 (1936).

[417] П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, ЖТФ 6, 1641 (1936).

[418] А. И. Пятницкий и П. В. Тимофеев, ЖТФ 6, 459 (1936).

[419] П. В. Тимофеев и В. Б. Налимов, ЖТФ 6, 47 (1936).

[420] A. I. Pjatnitzky und P. W. Timofejew, Phys. Zs. d. Sowjetun. 9, 187 (1936).

[421] H. Y. Fan, Phys. Rev. 68, 43 (1945) (Theorie des Photoeffektes an Metallen).

[422] P. Görlich, Zs. f. Phys. 109, 374 (1938); 101, 335 (1936).

[423] H. Fleischer und Putsch, Zs. f. Phys. 106, 322 (1937).

[424] P. Lukirsky, Techn. Phys., USSR 3, 685 (1936).

[425] R. Suhrmann und A. Mittmann, Zs. f. Phys. 111, 18 und 137 (1938).

[426] W. Kluge, Phys. Zs. 39, 911 (1938); Zs. f. techn. Phys. 19, 597 (1938).

[427] H. Teichman, Phys. Zs. 39, 914 (1938); Zs. f. techn. Phys. 19, 600 (1938).

[428] R. Fleischer und H. Pech, Zs. f. Phys. 112, 242 (1939).

[429] С. Г. Рыжанов, ЖЭТФ 9, 38 (1939).

[430] Н. Борзяк, ЖТФ 9, 2032 (1939).

[431] Ю. М. Кушнир, А. Вайнроб и В. П. Гончаров, ЖТФ 9, 1044 и 2139 (1939).

[432] Н. С. Хлебников и Н. А. Синицын, ЖТФ 10 (1919), 1940.

[433] J. M. Kuschnir, Phys. Zs. d. Sowjetun. 9, 588 (1936) (Einfluß eines Magnetfeldes auf den Photoeffekt).

[434] С. С. Прилежаев, ЖТФ 9, 1939 (1939).

[435] С. Ю. Лукьянов, Н. Н. Лушева и И. С. Мазовер, ЖТФ 9, 1808 (1939).

[436] Г. А. Морозов, ЖТФ 9, 2018 (1939).

[437] Н. Хлебников и Н. Зайцев, ЖТФ 9, 44 (1939).

[438] Н. С. Хлебников, УФН 26, 89—106 (1944). Сурьмяно-цезиевые катоды и фотоэлементы. (Antimon-Cäsium-Kathoden und Photoelemente; zusammenfassender Bericht und Literaturverzeichnis).

[439] P. Görlich, Phil. Mag. 25, 286 (1938); Zs. f. Phys. 116, 704 (1940).

[440] С. Ю. Лукьянов, ЖТФ 9, 1175 (1939).

[441] Г. А. Морозов, ЖТФ 9, 2018 (1939).

[442] Н. Зайцев, ЖТФ 9, 661 (1939).

[443] Н. С. Хлебников, ЖТФ 10, 1908 (1940).

[444] Н. С. Хлебников и Н. А. Синицын, ЖТФ 10, 1913 (1940) (Alterung von Sb-Cs-Photokathoden).

[445] Н. С. Хлебников и А. Е. Меламид, Изв. АН СССР 8, 309 (1944). Новые фотоэлементы с Sb-Cs-катодами (Neue Photoelemente mit Sb-Cs-Kathoden).

[446] D. I. Blochinzew, Grundlagen der Quantenmechanik, dtsch. Ausgabe. Verlag d. Wissenschaften, Berlin 1953.

[447] J. H. de Boer and M. C. Teves, Zs. f. Phys. 65, 489 und 500 (1930); 74, 605 (1932); 83, 521 (1933).
[448] L. R. Koller, Phys. Rev. 36, 1641 (1930).
[449] N. K. Campbell, Phil. Mag. 12, 173 (1931).
[450] C. H. Prescott Jr. and M. J. Kelly, Bell Syst. Techn. Journ. 11, 234 (1932).
[451] W. Kluge, Phys. Zs. 34, 115, 465 und 844 (1933).
[452] R. Fleischer und P. Görlich, Phys. Zs. 35, 289 (1934).
[453] P. Görlich, Zs. f. Phys. 85, 128 (1933).
[454] R. Sewig, Zs. f. Phys. 76, 91 (1932). Lichtelektrische Zellen mit dünnschichtigen Alkalikathoden.
[455] W. Nickless, Electronics, No. 5, 553, Aug. (1932). Manufacture of Caesium Silver-Oxyde Photocells.
[456] Н. С. Хлебников, Н. С. Зайцев, ЖТФ 9, 44 (1939). Новые сложные фотокатоды (Neue zusammengesetzte Photokathoden; Sb-Cs).
[457] М. Л. Кац и Р. Е. Соломонюк, ЖТФ 11, 483 (1941). О спектральной чувствительности сурьмяно-цезиевых фотоэлементов (Über die spektrale Empfindlichkeit von Antimon-Cäsium-Photoelementen).
[458] A. H. Weber and L. J. Eisele, Phys. Rev. 60, 570 (1941). Note on the Photoelectric Threshold of Bi-Films of Measured Thickness.
[459] A. H. Weber and D. F. O'Brien, Phys. Rev. 60, 574 (1941). Electrical Conductance and Photoelectric Emission of Thin Bi Films.
[460] H. Japnik, Phys. Rev. 60, 884 (1941). Photoelectric Properties of Bi.
[461] W. Kluge, Zs. f. Phys. 95, 734 (1935). Die spektrale lichtelektrische Empfindlichkeit zusammengesetzter Photokathoden bei Variation des Trägermetalls und des Alkalimetalls.
[462] R. Suhrmann und D. Dempster, Zs. f. Phys. 94, 742 (1935). Über das lichtelektrische Verhalten zusammengesetzter Oberflächenschichten bei tiefen Temperaturen.
[463] H. Mayer, Phys. Zs. 36, 463 (1935) (Dünne Alkalimetall-Schichten auf Platin).
[464] F. M. Penning und J. Moubis, Physica 2, 55 (1935). Diskontinuitäten in der Charakteristik von Photozellen.
[465] P. J. Lukirsky and J. L. Hurgin, Phys. Zs. der Sowjetun. 7, 99 (1935) (Über den selektiven Photoeffekt).
[466] R. Fleischer und P. Görlich, Zs. f. Phys. 94, 597 (1935).
[467] Н. С. Хлебников, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 286 (1944). Сложные фотокатоды (Zusammengesetzte Photokathoden).
[468] Н. М. Морозов и М. М. Бутслов, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 291 (1944). Некоторые физические свойства кислородно-цезиевых фотокатодов (Einige physikalische Eigenschaften von Sauerstoff-Cäsium-Photokathoden).
[469] А. И. Пятницкий, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 304 (1944). Распределение электронов по энергиям и зависимость фототока от угла падения света для кислородно-цезиевых катодов (Elektronenverteilung nach der Energie und Abhängigkeit des Photostroms vom Einfallswinkel des Lichtes bei Sauerstoff-Cäsium-Kathoden).
[470] Н. С. Зайцев и Н. С. Хлебников, ЖТФ 8, 1023 (1938). Некоторые вопросы технологии кислородно-серебряно-цезиевых фотокатодов (Einige Fragen der Technologie von Sauerstoff-Silber-Cäsium-Photokathoden).
[471] С. Ю. Лукьянов, ЖТФ 13, 3 (1943) (Über Sauerstoff-Cäsium und Antimon-Cäsium-Photoelemente).
[472] Н. С. Хлебников и А. Меламид, ЖТФ 14, 385 (1944). Новые фотоэлементы для ультрафиолетовой области (Neue Photoelemente [Sb-Cs] für den UV-Bereich).
[473] Н. С. Хлебников, ЖТФ 15, 99 (1945). Неутомляющиеся фотоэлементы для малых и больших световых потоков (Sb-Cs — после высвечивания) (Nichtermüdende Photoelemente für kleine und große Lichtströme; Sb-Cs).

[474] F. Hlučka, Zs. f. Phys. 92, 359 (1934) (Zusammenhang zwischen Richtungs- und Selektiv-Effekt).
[475] П. М. Морозов и М. М. Бутслов, ЖТФ 16, 857 (1946), Оптические и электрические свойства серебряных слоёв на стекле (Optische und elektrische Eigenschaften von Ag-Schichten auf Glas).
[476] V. P. Jacobsmeyer, Phys. Rev. 69, 50 (A) (1946), Investigation of the Surface Photoelectric Effect of Metallic Films under the Influence of Strong Electrostatic Fields.
[477] Н. С. Хлебников, ЖТФ 17, 333 (1947), К вопросу о химическом составе сурьмяно-цезиевого слоя (Zur Frage der chemischen Zusammensetzung einer Antimon-Cäsium-Schicht).
[478] Д. М. Хорош, ЖТФ 17, 341 (1947), Фотоэлектрические свойства сурьмяно-цезиевых фотокатодов в проходящем свете в зависимости от толщины (Photoelektrische Eigenschaften der Antimon-Cäsium-Kathode in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke).
[479] С. Г. Рыжанов, ЖЭТФ 17, 19 (1947), О фотоэффекте с тончайших плёнок щелочных металлов (Über den Photoeffekt an dünnen Alkalimetallfilmen; Theorie).
[480] М. И. Меньшиков, ЖТФ 17, 579 (1947), О фотоэлектрических и оптических свойствах сурьмяно-цезиевых плёнок переменного состава (Über photoelektrische und optische Eigenschaften von Sb-Cs-Filmen verschiedener Zusammensetzung).
[481] F. Marx, Phys. Rev. 69, 523 (1946), Influence of Polarized Light on the Falling-off Effect on the Limiting Potential of Einstein's Photoelectric Law.
[482] L. Apker, E. Taft and J. Dickey, Phys. Rev. 73, 46 (1948), Energy Distribution of photoelectrons from Polycrystaline Tungsten.
[483] L. Apker, E. Taft and J. Dickey, Phys. Rev. 74, 1462 (1948), Photoelectric Emission and Contact Potentials of Semiconductors.
[484] Е. Г. Миселюк и В. Е. Косенко, Изв. АН СССР 12, 669 (1948), О сернисто-серебряных фотоэлементах и их применении в фотометрии (Über Schwefel-Silber-Photoelemente und deren Anwendung in der Photometrie).
[485] И. М. Дыкман, ЖТФ 18, 1426 (1948), К теории фото- и вторично-электронной эмиссии из эффективных полупроводниковых эмитторов (Zur Theorie der Photo- und Sekundärelektronenemission aus Halbleitern).
[486] F. Taft and L. Apker, Phys. Rev. 75, 1181 (1949), Photoelectric Determination of the Fermi-Level at Amorphous Arsenic Surfaces.
[487] A. B. Cardwell, Phys. Rev. 76, 125 (1949), Photoelectric and Thermionic Properties of Nickel.
[488] L. L. Blackmer and H. E. Farnsworth, Phys. Rev. 77, 826 (1950), Effect of the Type of Support on the Photoelectric Work Function of Silver Films.

zu Kapitel V

Zusammenfassende Arbeiten

[489] H. Bittmann, Der Einfluß der Sekundäremission auf die Röhrenkennlinien. Dissertation, Leipzig 1931.
[490] W. Majewski, Wiadom. Inst. Telekom., Warschau 6, № 3 (1935).
[491] Н. С. Хлебников и В. В. Налимов, УФН 16, 467—504 (1936) (mit Literaturverzeichnis).
[492] Н. С. Хлебников, УФН 21, 301—337 (1939).
[493] Н. Д. Моргулис, УФН 16, 730—751 (1936).
[494] П. В. Тимофеев в книге «Электронные и ионные приборы». Труды ВЭИ, вып. 41, стр. 69—97, Госэнергоиздат 1941 (Elektronen- und Ionengeräte).

[495] Н. С. Хлебников, УФН 24, 358—397 (1940). «Электронные умножители» (Über Elektronenvervielfacher; mit Literaturverzeichnis).
[496] П. В. Тимофеев, фотоэффект и вторичная эмиссия со сложных эмитторов в книге «Электронные и ионные приборы», Труды ВЭИ, вып. 41, стр. 1—43, Госэнергоиздат, 1941 (Photoeffekt und Sekundärelektronenemission zusammengesetzter emittierender Stoffe).
[497] R. Kollath, Phys. Zs. 38, 202—223 (1937).
[498] H. Brunning, Philips. Techn. Rev. 3, 80—86 (1938).
[499] А. В. Афанасьева и П. В. Тимофеев, ЖТФ. 6, 1649 und 1848 (1936).
[500] H. Brunning, Physica 3, 1046 (1936).
[501] P. L. Copeland, Phys. Rev. 48, 96 (1935).
[502] A. W. Afanasjewa und P. W. Timofejew, Phys. Zs. d. Sowjetun. 10, 831 (1936).
[503] А. Добролюбский, ЖТФ 6, 1489 (1936).
[504] И. Ф. Кварцхава, ЖТФ 7, 68 (1937); Phys. Zs. d. Sowjetun. 10, 809 (1936).
[505] P. W. Timofejew und A. I. Pjatnizki, Phys. Zs. d. Sowjetun. 10, 518 (1936).
[506] L. J. Haworth, Phys. Rev. 50 216 (1936); 48, 88 (1935).
[507] H. Strubing, Zs. f. Phys. 97, 538 (1935); Phys. Zs. 37, 402 (1936).
[508] M. Knoll, Naturwissensch. 24, 345 (1936).
[509] J. W. Beck and K. G. Emeleus, Phil. Mag. 12, 54 (1931).
[510] П. В. Шмаков, ЖТФ 5, 1220 (1935).
[511] M. Ziegler, Physica 2, 413 (1935), Space Charge Depression of Shot Effect.
[512] M. Ziegler, Physica 2, 415 (1935), Shot Effect of Secondary Emission.
[513] L. R. G. Treloar, Proc. Phys. Soc., London 48, 488 (1936); Nature 137, 579, (1936).
[514] M. Knoll, Phys. Zs. 36, 861 (1935); Zs. f. techn. Phys. 16, 467 (1935).
[515] A. Dobroljubski, Zs. f. Phys. 102, 626 (1936); Phys. Zs. d. Sowjetun. 9, 242 (1936); 11, 118 (1937).
[516] G. Weiss, Zs. f. techn. Phys. 17, 623 (1936).
[517] Л. Кубецкий, Автоматика и телемеханика, № 1, 17 (1936).
[518] H. Frölich, Ann. d. Phys. 13, 229 (1932).
[519] А. Е. Кадышевич, НИИФ МГУ. 1938, ЖЭТФ 9, 826 (1939) (Dissertation).
[520] D. E. Woolridge, Phys. Rev. 56, 562 (1939), Theory of Secondary Emission.
[521] Н. Л. Яснопольский и Г. А. Тягунов, ЖТФ 9, 1573 (1939).
[522] C. Hagen, Phys. Zs. 104, 621 (1939).
[523] А. Е. Кадышевич, ЖЭТФ 10, 1381 (1940) (Theorie der Sekundärelektronenemission aus Dielektrika und Halbleitern).
[524] А. Я. Вятскин, ЖЭТФ 9, 826 und 1049 (1939); 12, 22 (1942) (Theorie der Sekundärelektronenemission als Oberflächen- und nicht als Tiefeneffekt).
[525] И. М. Бронштейн, ЖТФ 13, 176 (1943). К вопросу о природе вторичной электронной эмиссии чистых металлов (Zur Frage der Sekundärelektronenemission aus reinen Metallen).
[526] H. A. Bethe, Phys. Rev. 59, 940 (1941). On the Theory of Secondary Emission.
[527] П. В. Тимофеев, ЖТФ 10, 1—7 (1940). О механизме вторичной эмиссии электронов со сложных поверхностей (Über den Mechanismus der Sekundärelektronenemission bei zusammengesetzten Oberflächen).
[528] П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, ЖТФ 6, 1641—1648 (1936).
[529] А. И. Пятницкий, ЖТФ 8, 1014 (1938).
[530] N. Khlebnikov and A. Korschunova, Techn. Phys. USSR 5, 363 (1938), ЖТФ 8, 500 (1938).

[531] Н. С. Хлебников, ЖТФ 9, 367 (1939).
[532] N. Khlebnikov, Techn. Phys. USSR 5, 593 (1938).
[533] Z. Malter, Phys. Rev. 49, 478 (1936); 50, 48 (1936).
[534] Dember, Zs. f. Phys. 33, 529 (1925).
[535] П. В. Шмаков, ЖТФ 6, 1261 (1936).
[536] A. Dobroljubski, Phys. Zs. d. Sowjetun. 11, 118 (1937).
[537] P. L. Copeland, Phys. Rev. 53, 328 (1938).
[538] B. T. Fansworth, Journ. Frankl. Inst. 218, 411 (1934).
[539] V. K. Zworykin, G. A. Morton and L. Malter, Proc. Inst. Rad. Eng. 24, 351 (1936).
[540] Н. С. Хлебников, ЖТФ 8, 994 (1938). Влияние газов на вторичную эмиссию некоторых металлов (Einfluß von Gasen auf die Sekundärelektronenemission einiger Metalle).
[541] Н. С. Хлебников и А. С. Коршунова, ЖТФ 8, 500 (1938). Вторичная электронная эмиссия сложных поверхностей (Sekundärelektronenemission zusammengesetzter Oberflächen).
[542] А. Н. Добролюбский, ЖТФ 8, 226 (1938). Фоточувствительность и вторично-электронная эмиссия в кислородно-цезиевых слоях прн диффузионных процессах (Photoempfindlichkeit und Sekundärelektronenemission von Sauerstoff-Cäsium-Schichten bei Diffusionsprozessen).
[543] Н. Д. Моргулис, ЖТФ 10, 79 (1940). (Widerspruch zu [527]).
[544] F. Coeterier and M. C. Teves, Physica 4, 33 (1937).
[545] G. Weiss, Zs. f. techn. Phys. 17, 623 (1936).
[546] J. L. H. Jonker and A. J. W. Oberbeck, Wireless Engineer 15, 150 (1938).
[547] M. Sandhagen, Zs. f. Phys. 110, 553 (1938).
[548] J. S. Allen, Phys. Rev. 55, 966 und 1133 (1939) (Auffindung einzelner geladener Teilchen mit einem Elektronenvervielfacher).
[549] F. Preisch, Wireless Engineer 16, 169 (1939). Noise Reduction by Means of Photoelectric Multipliers.
[550] Z. Bay, Zs. f. Phys. 117, 227 (1940), Elektronenvervielfacher als Elektronenzähler.
[551] С. Ф. Родионов, ЖТФ 9, 1180 (1939).
[552] J. Raichman, Archiv des Sciences 20, 231 und 267 (1937) und 21, 5 (1939).
[553] W. H. Raun, Journ. of Scient. Instr. 16, 241 (1939).
[554] H. Müller, Zs. f. Phys. 104, 475 (1937).
[555] S. L. Lukjanov, Phys. Zs. d. Sowjetun. 13, 123 (1938).
[556] H. Salow, Phys. Zs. 41, 434 (1910) (Abhängigkeit δ vom Einfallswinkel der Primärelektronen).
[557] Д. В. Зернов, ЖТФ 7, 1787 (1936).
[558] F. A. Coomes, Phys. Rev. 53, 936 (1938); 55, 519 (1939) (Keine Analogie zwischen φ und δ).
[559] H. Brunning and J. H. de Boer, Physica 4, 473 (1937).
[560] A. Afanasjewa, P. Timofejew und A. Ignatow, Techn. Phys. USSR 3, 1011 (1936) (Sekundäremission aus dünnen Schichten auf Glas).
[561] R. Kollath, Zs. f. techn. Phys. 19, 602 (1938) (Ni-Schichten auf Be).
[562] A. E. Hastings, Phys. Rev. 57, 695 (1940) (Dünne Ag-Schichten auf Pt).
[563] P. L. Copeland, Phys. Rev. 53, 604 (1940) (Pt auf Al).
[564] R. Kollath, Ann. d. Phys. 50, 59 (1941).
[565] E. G. Schneider, Phys. Rev. 54, 185 (1938) (Sekundäremission aus Beryllium).

[566] L. R. G. Treloar and D. H. London, Proc. Phys. Soc., London 50, 625 (1938) (Sekundäremission aus Ni, Co und Fe als Funktion der Temperatur).
[567] П. В. Тимофеев и К. А. Юматов, ЖТФ 10, 8 и 24 (1940) (Emission zusammengesetzter Stoffe).
[568] L. R. G. Treloar, Proc. Phys. Soc., London 49, 392 (1938).
[569] H. Brunning, Physica, 901 und 913 (1938), 6, 823 und 916 (1)39).
[570] Н. Яснопольский, ЖТФ 10, 1843 (1940). О скачках, наблюдаемых в плохо проводящих эмитторах (Über in schlecht leitenden emittierenden Stoffen zu beobachtende Sprünge).
[571] H. Mahl, Phys. Zs. 38, 985 (1937); Zs. f. techn. Phys. 19, 313 (1938).
[572] H. Nelson, Phys. Rev. 55, 985 (1939).
[573] A. Bojinesco, C. R. 208, 1800 (1939).
[574] C. Hagen und H. Bay, Zs. f. Phys. 104, 681 (1937).
[575] H. Hintenberger, Zs. f. Phys. 114, 84 (1939).
[576] E. Krautz, Zs. f. Phys. 114, 459 (1939).
[577] М. Косман, А. Абрамов и В. Гурилёв, ЖЭТФ 9, 176 (1939). Вторичная электронная эмиссия из слюды (Sekundärelektronenemission aus Glimmer).
[578] М. М. Вудынский, ЖТФ 9, 1377 (1939.) К вопросу о природе частиц, вылетающих из NaCl при облучении электронами (Über die Natur der von NaCl bei einer Bestrahlung mit Elektronen emittierter Teilchen).
[579] H. Brunning and J. H. de Boer, Physica 6, 834 (1939).
[580] М. М. Вудынский, ЖТФ 8, 790 (1938). Исследование вторичной эмиссии из диэлектриков тепловым методом (Untersuchung der Sekundärelektronenemission aus Dielektrika).
[581] П. Борзяк, ЖТФ 9, 1380 (1939). Эмиссия сложных катодов под одновременным воздействием электронной бомбардировки и освещения (Emission zusammengesetzter Kathoden bei gleichzeitiger Einwirkung von Elektronenbeschuß und Beleuchtung).
[582] Penning, Physika 8, 13 (1928); Proc. Amst. Acad. 31, 14 (1928).
[583] M. Healea and E. L. Chaffee, Phys. Rev. 49, 925 (1936).
[584] В. И. Павлов и С. В. Стародубцев, ЖЭТФ 7, 409 и 424 (1937).
[585] M. Oliphant, Proc. Roy. Soc., London A 124, 228 (1929).
[586] Uvterhoven and Harington, Phys. Rev. 35, 124 (1930).
[587] A. Rostagni, Zs. f. Phys. 88, 43 (1933); Nuovo Cim. 12, 134 (1935).
[588] S. D. Gvosdover, Phys. Zs. d. Sowjetun. 6, 415 (1934).
[589] Ch. J. Brasefield, Phys. Rev. 44, 1002 (1933).
[590] O. Beck, Ann. d. Phys. 19, 121 (1933).
[591] Baerwald, Ann. d. Phys. 41, 643 (1913); 60, 1 (1919); 65, 167 (1921).
[592] Lindford, Phys. Rev. 47, 279 (1935).
[593] M. Healea, Phys. Rev. 55, 984 (1939). Comparison of the Secondary Electron Emission Due to H_2 and D_2 Ions.
[594] M. Healea and C. Houtermans, Phys. Rev. 58, 608 (1940). Relative Secondary Electron Emission Due to He-Ne-and A-Ions Bombarding a Hot Nickel Target.
[595] M. Oliphant, Proc. Cambr. Phys. Soc. 24, 451 (1928).
[596] M. Oliphant, Proc. Roy. Soc., London 127, 373 (1930).
[597] M. Oliphant and P. Moon, Proc. Roy. Soc., London 127, 388 (1930).
[598] Ш. Ш. Шехтер, ЖЭТФ 7, 750 (1937).
[599] O. W. Richardson and M. Brotherton, Proc. Roy. Soc., London A 115, 20 (1927) (Elektronenemission einer Kathode bei chemischen Reaktionen).
[600] Л. А. Кубецкий, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 357 (1944). Некоторые результаты осуществления принципа вторично-электронного преобразования (Einige Ergebnisse bei Anwendung des Prinzips der Sekundärelektronenumwandlung).

[601] Е. Г. Комаркова, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 370 (1944). Электронные умножители (Elektronenvervielfacher).
[602] Р. Рик, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 366 (1944). Электронно-оптические свойства магнитной трубки Кубецкого (Elektronenoptische Eigenschaften der Magnetröhre von Kubetzki).
[603] С. Ю. Лукьянов, ЖЭТФ 7, 1416 (1937). К вопросу о зависимости коэффициента вторичной эмиссии от угла падения первичного пучка (Über die Abhängigkeit des Sekundäremissionskoeffizienten vom Einfallswinkel des Primärstrahls).
[604] С. Ю. Лукьянов и В. Н. Бернатович, ЖЭТФ 7, 856 (1937).
[605] А. Н. Добролюбов, ЖЭТФ 8, 622 (1938).
[606] С. Ю. Лукьянов, ЖЭТФ 8, 1392 (1938).
[607] С. Ю. Лукьянов, ЖТФ 8, 671, 767 и 852 (1938). Вторичная электронная эмиссия (Sekundärelektronenemission).
[608] Н. С. Хлебников, ЖТФ 8, 994 (1938). Влияние газов на вторичную эмиссию некоторых металлов (Einfluß von Gasen auf die Sekundäremission einiger Metalle).
[609] А. И. Фример, ЖТФ 10, 395 (1940). Исследование вторичной эмиссии с чистой закиси меди и с закиси меди, обработанной щелочными металлами (Untersuchung der Sekundärelektronenemission aus reinem Kupferoxydul und aus Alkalimetalle enthaltendem Kupferoxydul).
[610] Н. Моргулис, ЖТФ 9, 853 (1939). Природа вторичной эмиссии из сложных катодов (Natur der Sekundärelektronenemission aus zusammengesetzten Kathoden).
[611] В. Раков и В. Антонов, ЖТФ 9, 870 (1939). Вторичная эмиссия из W, Cu и Fe при высоких напряжениях (Sekundäremission aus W, Cu und Fe bei hohen Spannungen).
[612] А. И. Пясецкий, ЖТФ 9, 188 (1939). Вторичная электронная эмиссия (Sekundärelektronenemission).
[613] Ю. М. Кушнир и В. Милютин, ЖТФ 9, 267 (1939). Вторичная эмиссия под действием двух электронных пучков (Sekundärelektronenemission unter dem Einfluß zweier Elektronenbündel).
[614] П. В. Тимофеев и А. В. Афанасьева, ЖТФ 10, 28 (1940). Вторичная эмиссия с окислов металлов (Sekundärelektronenemission aus Metalloxyden).
[615] П. В. Тимофеев и Р. М. Аранович, ЖТФ 10, 32 (1940). Кислородно-бариевы и кислородно-магниевы эмитторы вторичных электронов (Sekundärelektronenemission von Sauerstoff-Barium und Sauerstoff-Magnesium).
[616] П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, ЖТФ 10, 39 (1940). Вторнчиая эмиссия электронов с кислородно-цезиевых эмитторов при различных плотностях первичного тока (Sekundärelektronenemission von Sauerstoff-Cäsium bei unterschiedlicher Dichte des Primärstroms).
[617] И. Ф. Кварцхава, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 373 (1944). Изменение проводимости окиси алюминия при её бомбардировке электронами (Änderung des Leitvermögens von Aluminiumoxyd beim Beschuß mit Elektronen).
[618] А. Н. Добролюбский, ЖТФ 8, 1130 (1938). Применение многокаскадных вторичноэлектронных умножителей для измерения света малой интенсивности (Anwendung von Sekundärelektronenvervielfachern mit Kaskaden zur Messung geringer Lichtintensitäten).
[619] Н. М. Горнштейн и К. С. Пунтус, ЖТФ 8, 1416 (1738). Фотоэффект и вторичная эмиссия с иодированного калия (Photoeffekt und Sekundärelektronenemission von jodiertem Kalium).
[620] Н. М. Горнштейн и Д. М. Хорош, ЖТФ 8, 2013 (1938). Фотоэффект и вторичная эмиссия славных катодов (Photoeffekt und Sekundärelektronenemission legierter Kathoden).
[621] М. Вудынский, ЖТФ 9, 188 (1939). Вторичная электронная эмиссия из тонких слоёв диэлектриков (Sekundärelektronenemission aus dünnen Dielektrikumschichten).

[622] А. Коршунова и Н. Хлебников, ЖТФ 9, 860 (1939). Вторичная эмиссия из тонких слоёв диэлектриков (Sekundärelektronenemission aus dünnen Dielektrikumschichten).

[623] Н. Д. Моргулис и А. Ш. Нагорский, ЖЭТФ 8, 1159 (1938). Вторично-электронная эмиссия оксидных катодов (Sekundärelektronenemission von Oxydkathoden).

[624] А. В. Афанасьева, Учён. зап. МОЛГУ, вып. 74, Физика 1, 113 (1944). Стойкие эмниттоpы вторичных электронов (Stabile, Sekundäremission zeigende Stoffe).

[625] С. Ю. Лукьянов, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 330 (1944). О вторичной электронной эмиссии твёрдых тел (Über die Sekundärelektronenemission fester Körper).

[626] П. В. Тимофеев, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 340 (1944). О механизме вторичной эмиссии сложных катодов (Über den Mechanismus der Sekundärelektronenemission zusammengesetzter Kathoden).

[627] В. В. Сорокина, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 343 (1944). Механизм работы кенотронов с холодной эмиссией (Der Arbeitsmechanismus von Kenotrons mit kalter Emission).

[628] Р. М. Аранович, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 346 (1944). Электронные приборы с еффективными эмитторами вторичных электронов (Elektronenapparate mit starker Sekundärelektronenemission zeigenden Stoffen).

[629] J. H. de Boer and H. Brunning, Physica 6, 941 (1939) (Einfluß adsorbierter Ionen und Atome auf die Sekundäremission).

[630] Н. В. Тимофеев и Ю. И. Лунькова, ЖТФ 10, 12 (1940). Эмиссия электронов из кислородно-цезиевых катодов, содержащих в промежуточном слое частицы золота (Elektronenemission von Sauerstoff-Cäsium-Kathoden, die in einer Zwischenschicht Goldteilchen enthalten).

[631] Н. В. Тимофеев и Ю. И. Лунькова, ЖТФ 10, 20 (1940). Сурьмяно-цезиевы эмиттоpы (Emission von Antimon-Cäsium).

[632] R. Kollath, Phys. Zs. 39, 911 (1938). Einige Versuche zur Sekundärelektronenemission.

[633] Ю. А. Немилов, ЖТФ 11, 854 (1941). Новый метод исследования вторичной электронной эмиссии диэлектриков (Neue Methoden zur Untersuchung der Sekundärelektronenemission von Dielektrika).

[634] М. М. Вудынский, ЖТФ 11, 1066 (1941). Устойчивость соляных катодов к вторичной эмиссии (Stabilität der Sekundäremission von Salzkathoden).

[635] J. S. Allen, Phys. Rev. 55, 236, 336 (1939) (Emission durch Beschuß mit sehr schnellen Ionen).

[636] A. G. Hill, W. W. Baechner, J. S. Clark and J. B. Fisk, Phys. Rev. 55, 463 (1939) (Emission durch Beschuß mit sehr schnellen Ionen).

[637] E. Grassmann, Ann. d. Phys. 35, 465 (1939) (Emission durch Beschuß mit sehr schnellen Ionen).

[638] А. Губанов, ЖЭТФ 10, 161 (1940). Влияние заряда на электронный пучок при вторичной электронной эмиссии (Einfluß der Ladung auf die Elektronenbündel bei der Sekundärelektronenemission).

[639] М. Е. Гуртовой, ЖЭТФ 10, 483 (1940). К вопросу о природе кинетического выбивания вторичных электронов положительными ионами (Über das kinetische Herausschlagen von Sekundärelektronen durch positive Ionen).

[640] H. Salow, Zs. f. techn. Phys. 21, 8 (1940). Über den Sekundäremissionsfaktor elektronenbestrahlter Isolatoren.

[641] A. Güntherschulze und F. Keller, Zs. f. Phys. 68, 162 (1931). Die Elektronenablösung durch den Stoß positiver Ionen bei geringen Gasdrücken.

[642] И. Ф. Пьясецкий, ЖТФ 9, 188 (1939). Вторичная электронная эмиссия на прострел.

[643] И. Ф. Пьясецкий, ЖТФ 9, 194 (1939). Измерение инерции динатронного эффекта. (Не обнаружено.)

[644] Coomes, Phys. Rev. 55, 519 (1939) (Sekundärelektronenemission aus thoriertem Wolfram).

[645] Coppeland, Phys. Rev. 58, 604 (1940) (Pt-Schicht auf W).

[646] Hastings, Phys. Rev. 57, 695 (1940) (Ag-Schicht auf Pt).

[647] Ю. М. Кушнир и Фример, ЖТФ 11, 317 (1941) (Absaugendes Potential).

[648] М. С. Иоффе и И. В. Нечаев, ЖЭТФ 11, 93 (1941). Вторичная электронная эмиссия калия (Sekundärelektronenemission bei Kalium).

[649] П. М. Морозов, ЖЭТФ 11, 402 (1941). К вопросу о температурной зависимости вторичной электронной эмиссии (Über die Temperaturabhängigkeit der Sekundärelektronenemission).

[650] П. М. Морозов, ЖЭТФ, 11 410 (1941). Вторичная электронная эмиссия твёрдых и жидких Pb, Sn и Bi (Sekundärelektronenemission von festem und flüssigem Pb, Sn und Bi; am Schmelzpunkt zeigt sich eine sprunghafte Veränderung von δ).

[651] Ю. М. Кушнир и А. И. Фример, ЖТФ 11, 317 (1941). О зависимости функции распределения вторичных электронов по энергиям от угла вылета (Über die Abhängigkeit der Sekundärelektronenverteilung in bezug auf die Energie vom Austrittswinkel).

[652] K. G. McKay, Phys. Rev. 61, 708 (1942) (Emission aus dünnen Na-Schichten auf W).

[653] R. Truell, Phys. Rev. 62, 340 (1942) (Sekundärelektronenemission aus Mg).

[654] W. R. Kennedy and P. L. Copeland, Phys. Rev. 63, 61 (1943). The Temperature Coefficient of Secondary Emission and the Work Function of Mo-Targets Coated with Berillium and Treated with HCl.

[655] M. Ziegler, Physica 2, 415 (1935); 3, 1 und 307 (1936); Shot effect of Secondary Emission.

[656] H. W. Langenwalter, Ann. d. Phys. 24, 273 (1935) (Sekundäremission aus dünnen Schichten).

[657] A. Cobes and W. E. Lamb, Phys. Rev. 65, 327 (1944). On the Extraction of Electrons from a Metal Surface by Ions and Metastable Atoms (Theorie auf der Grundlage der Wellenmechanik).

[658] Я. И. Френкель, ЖЭТФ 11, 706 (1941). (Механическая теория вторичной электронной эмиссии под действием ударов положительных ионов о катод) (Mechanische Theorie der Sekundärelektronenemission unter dem Einfluß von Stößen positiver Ionen gegen die Kathode).

[659] W. H. Aldons and N. R. Campbell, Proc. Roy. Soc., London A 151, 694 (1935) (Einfluß der Sekundärelektronenemission auf den Schroteffekt bei einer Triode).

[660] Д. В. Зёрнов, Изв. АН СССР, 8, 352 (1944). О влиянии сильных электрических полей на вторично-электронную эмиссию тонких диэлектрических плёнок (Der Einfluß starker elektrischer Felder auf die Sekundärelektronenemission dünner dielektrischer Schichten).

[661] Н. Д. Моргулис ЖТФ 18, 567 (1948), К вопросу об ионизации атомов и нейтрализации ионов на поверхности полупроводникового катода (Über die Ionisation der Atome und Neutralisation der Ionen auf der Oberfläche einer Halbleiterkathode).

[662] J. B. Johnson, Phys. Rev. 73, 1058 (1948), Secondary Electron Emission from Targets of Barium Strontium Oxide.

[663] I. Filosofo and A. Rostagni, Phys. Rev. 75, 1269 (L) (1949), On the Liberation of Ions by Electron Bombardement.

[664] G. W. Hess and H. Jacobs, Phys. Rev. 75, 1312 (A) (1949), Secondary Emission from Barium Oxide as a Function of Temperature and Activation.

[665] J. G. Trump and J. Van de Graaf, Phys. Rev. 75, 44 (1949), The Secondary Emission of Electrons by High Energy Electrons.

[666] В. М. Дукельский и Э. Я. Зандберг, ЖЭТФ 19, 731 (1949), К вопросу о вторичной электронной эмиссии под действием отрицательных ионов (Über die Sekundärelektronenemission unter dem Einfluß negativer Ionen).
[667] С. В. Стародубцев, ЖЭТФ 19, 297 (1949), Электронная эмиссия диэлектрических плёнок под действием бомбардировки положительными ионами (Elektronenemission dünner dielektrischer Schichten bei Beschuß mit positiven Ionen).
[668] H. W. Berry, Phys. Rev. 74, 848 (L) (1948), Secondary Electron Emission by Fast Neutral Molecules and Neutralization of Positive Ions.
[669] А. Я. Вятскин, ЖЭТФ 20, 547 (1950), О роли поверхностного и объёмного эффектов во вторичной эмиссии металлов (Über die Rolle der Oberflächen- und Volumeneffekte bei der Sekundärelektronenemission der Metalle; theoretische Betrachtungen).
[670] С. М. Файнштейн, ЖТФ 20, 363 (1950), О сенсибилизации кислородом сложных поверхностей в фотоэлектронном умножителе (Die Sensibilisation zusammengesetzter Oberflächen durch Sauerstoff in einem Photoelektronenvervielfacher).
[671] В. М. Дукельский и Э. Я. Зандберг, ЖЭТФ 19, 731 (1949), К вопросу о вторичной электронной эмиссии под действием отрицательных ионов (Die Sekundärelektronenemission unter dem Einfluß negativer Ionen).
[672] E. M. Baroody, Phys. Rev. 78, 780 (1950) (Theorie der Sekundärelektronenemission).
[673] J. J. Brophy, Phys. Rev. 78, 643 (A) (1950), Secondary Emission of Electrons at Oblique Angels of Incidence.
[674] Б. Д. Тазулахов, ЖТФ 20, 773 (1950). (Sekundäremission zeigende Kathoden großer Stabilität).

zu Kapitel VI

Monographien und zusammenfassende Arbeiten

[675] J. Franck und P. Jordan, Anregung von Quantensprüngen durch Stöße, Berlin 1936.
[676] R. B. Brode, Quantitative Study of the Collisions of Electrons with Atoms. Rev. of Mod. Phys. 5, 257—279, 1933.
[677] H. D. Smyth, Products and Processes of Ionization by Low Speed Electrons. Rev. of Mod. Phys. 3, 347—391, 1931.
[678] Th. Lenard, Ann. d. Phys. 8, 149 (1902).
[679] J. Franck und G. Hertz, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 15, 34 (1913); 16, 457, 512 (1914).
[680] K. T. Compton and C. C. Van Voorhis, Phys. Rev. 27, 724 (1926).
[681] R. G. Loyarte, Phs. Zs. 34, 416 (1933).
[682] L. S. Ornstein und J. F. Smit, Physica 1, 455 (1934).
[683] W. Hanle und R. Junkelmann, Phys. Zs. 37, 593 (1936).
[684] O. Herrmann, Ann. d. Phys. 25, 143 und 166 (1936).
[685] J. Tate and P. T. Smith, Phys. Rev. 39, 270 (1932).
[686] H. Maier-Leibnitz, Zs. f. Phys. 95, 499 (1935).
[687] P. T. Smith, Phys. Rev. 36, 1293 (1930); 37, 808 (1931).
[688] P. T. Smith and J. T. Tate, Phys. Rev. 39, 270 (1932).
[689] R. C. Williamson, Phys. Rev. 24, 134 (1924). Analysis of Resonance Curves, Observed in Potassium.
[690] G. Hertz, Zs. f. Phys. 22, 18 (1927). Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoß.
[691] A. L. Hughes, Phil. Mag. 48, 56 (1924). Ionization, Excitation and Dissociation of Gases.
[692] A. Hippel, Ann. d. Phys. 87, 1035 (1928). Ionisierung durch Elektronenstoß.

[693] E. W. Pike, Phys. Rev. 49, 513 (1936).
[694] O. Klein und S. Rosseland, Zs. f. Phys. 4, 46 (1921).
[695] Г. Латышев и А. Лейпунский, Zs. f. Phys. 65, 111 (1930).
[696] F. M. Penning, Zs. f. Phys. 78, 454 (1932).
[697] E. Lisitzin Soc. Scient. Fennica Comm. Phys. Math. 10, 15, 121 стр. (1938) (Überblick über die Frage des Ionisationspotentials; Literaturverzeichnis mit 335 Titeln).
[698] W. Bleakney, E. U. Condon and L. G. Smith, Journ. Phys. Chem. 41, 191 (1937). Ionization and Dissociation of Molecules by Elektron Impact (H_2, CH_2, C_2H_2, C_2N_2).
[699] A. Hustrulid, M. M. Mann and J. T. Tate, Phys. Rev. 56, 208 (1939). Dissociation of H_2O Vapor by Electron Impact.
[700] A. Hustrulid, P. Kusch and J. T. Tate, Phys. Rev. 54, 1037 (1938) (C_6H_6, C_6H_5N, C_6H_{12}).
[701] J. Defosse and J. A. Hipple Jr., Phys. Rev. 54, 1060 (1938) ($C_2H_2D_2$).
[702] R. F. Baker and J. T. Tate, Phys. Rev. 55, 236 (1939).
[703] J. Defosse and W. Bleakney, Phys. Rev. 56, 208 und 256 (1939).
[704] J. T. Tate, P. T. Smith and A. L. Vaughan, Phys. Rev. 48, 525 (1935) (Gleichzeitige Ionisation und Dissoziation).
[705] H. Fuhrmann, Ann. d. Phys. 34, 625 (1939).
[706] W. B. Nottingham, Phys. Rev. 55, 203 (1939) (Ionisation und Anregung von Hg-Dämpfen).
[707] W. V. Meyeren, Ann. d. Phys. 31, 164 (1938). Die Anregung von Gasen bei sehr geringen Drücken durch Elektronenstoß.
[708] P. Oetterlein, Ann. d. Phys. 35, 251 (1939) (Anregungsfunktion von Hg).
[709] J. M. Milatz and J. P. M. Woundersberg, Physica 7, 697 (1940) (Anregungsfunktion von N_2).
[710] E. Persico und A. Rostagni, Ann. d. Phys. 32, 243 (1928) (Kritik an den Methoden zur Bestimmung der Ionisationswahrscheinlichkeit).
[711] M. E. Bell, E. A. Comes and N. B. Nottingham, Phys. Rev. 53, 328 (1938).
[712] M. E. Bell, Phys. Rev. 55, 201 (1939).
[713] T. Mc. Fadden, Phys. Rev. 55, 797 (1939) (Ionisation von Hg).
[714] O. Struve, K. Wurm and L. G. Hengey, Proc. Nat. Acad. of Science, 25, 67 (1939) (Lebensdauer metastabiler Atome).
[715] E. H. Krause, Phys. Rev. 55, 164 (1939) (Sensibilisierte Fluoreszenz von Kalium).
[716] O. Beck and J. C. Mouzon, Phys. Rev. 38, 948 (1931).
[717] O. Beck, Ann. d. Phys. 6, 1001 (1930); 11, 737 (1931); 18, 414 (1933).
[718] O. Beck, Zs. f. Phys. 76, 799 (1932).
[719] J. C. Mouzon, Phys. Rev. 41, 605 (1932).
[720] Ch. J. Brasefield, Phys. Rev. 41, 793 (1932).
[721] A. Frische, Phys. Rev. 43, 160 (1933).
[722] O. Schmidt, Ann. d. Phys. 21, 241, 268 (1934).
[723] A. C. Davies, Proc. Roy. Soc., London A 155, 123 (1936).
[724] O. Schmidt, Ann. d. Phys. 25, 92 (1935).
[725] М. Борисов, В. Браиловский и А. Лейпунский, ЖЭТФ 8, 697 (1938) (Primärionisation mit schnellen Elektronen in Stickstoff).
[726] R. M. Sutton, Phys. Rev. 33, 364 (1929) (Ionisation beim Zusammenstoß geladener Ionen mit neutralen Gasteilchen).
[727] R. M. Sutton and J. C. Mouzon, Phys. Rev. 37, 229, 379 (1931); 33, 364 (1929); 35, 694 (1930) (Ionisation beim Zusammenstoß geladener Ionen mit neutralen Gasteilchen).
[728] J. C. Mouzon and N. H. Smith, Phys. Rev. 48, 420 (1935).

[729] W. Weizel und O. Beck, Zs. f. Phys. 76, 260 (1932).
[730] W. Weizel, Zs. f. Phys. 76, 258 (1932).
[731] R. N. Varney, Phys. Rev. 50, 159 (1936); 49, 2011 (1936).
[732] O. Hanle und W. Mauer, Phys. Zs. 37, 659 (1936).
[733] H. Bumann, Zs. f. Phys. 101, 1 (1936).
[734] O. Beck, Phys. Zs. 34, 840 (1933).
[735] H. Bumann, Zs. f. Phys. 101, 1 (1936).
[736] W. Maurer, Zs. f. Phys. 101, 323 (1936); 96, 489 (1935).
[737] O. Beck, Phys. Zs. 35, 36 (1934) (Zusammenfassende Arbeit).
[738] M. Ostrowsky, G. Breit and D. Johnson, Phys. Rev. 49, 22 (1936).
[739] R. N. Varney, Phys. Rev. 46, 235 (1934); 47, 483 (1935).
[740] R. N. Varney, Phys. Rev. 50, 1095 (1936).
[741] H. Wayland, Phys. Rev. 52, 31 (1937).
[742] W. Maurer, Zs. f. Phys. 104, 113 und 658 (1937); Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 18, 1 (1937).
[743] E. Lutze, Zs. f. Phys. 105, 445 (1937).
[744] W. Maurer und K. Mehnert, Zs. f. Phys. 106, 453 (1937).
[745] H. Moser, Ann. d. Phys. 28, 97 (1937).
[746] K. Gailer, Zs. f. Phys. 108, 580 (1938).
[747] A. Kotecki, Zs. f. Phys. 108, 640 (1938).
[748] V. Neumann, Ann. d. Phys. 34, 603 (1939).
[749] W. Maurer, Phys. Zs. 40, 161 (1939).
[750] O. Beck und J. C. Mouzon, Ann. d. Phys. 11, 858 (1931).
[751] V. A. Bailey, Zs. f. Phys. 68, 834 (1931) (Polemik gegen die Schlüsse von Franck und Hertz und anderen).
[752] J. S. Townsend and F. Llewellyn Jones, Phil. Mag. 15, 282 (1933), Ionization by Positive Ions.
[753] R. Dopel, Ann. d. Phys. 16, 1 (1933). Über die energetische Wechselwirkung beim Korpuskularstoß.
[754] O. S. Duffendack and K. Thomson, Phys. Rev. 43, 106 (1933). Some Factors Affecting Active Cross Section for Collisions of the Second Kind between Atoms and Ions.
[755] J. S. Townsend and O. M. Focker, Phil. Mag. 2, 474 (1926) (Polemik gegen die übliche Ansicht über Resonanz- und Ionisationspotential).
[756] H. W. Berry, Phys. Rev. 62, 378 (1942), Ionization of Gases by Collision of their Own Molecules.
[757] H. W. Berry, R. N. Varney and S. Newberry, Phys. Rev. 61, 63 (1942), Ionization of Gases by their Own Accelerated Atoms and Molecules.
[758] D. P. Stevenson and J. A. Hipple, Phys. Rev. 62, 237 (1942), Ionization of Ar and Ne by Electron Impact.
[759] J. A. Hipple and D. P. Stevenson, Phys. Rev. 63, 121 (1943), Ionization and Dissociation by Electron Impact; the Metyl and Ethyl Radicals.
[760] Ch. W. Sherwin, Phys. Rev. 57, 814 (1940), The Cross Section for Change of Charge and Ionization by High Velocity Metallic Ions in Hydrogen and Helium.
[761] W. P. Jesse and J. Sadauskis, Phys. Rev. 75, 1110 (L), (1949), Alpha Particle Ionization in Argon and in Air and the Range-Energy Curves.
[762] O. Halpern and H. Hall, Phys. Rev. 73, 477 (1948), Ionization Loss of Energy of Fast Charged Particles in Gases and Condensed Bodies.
[763] R. S. Mulliken, Phys. Rev. 74, 736 (1948), Molecular Orbital Method and Molecular Ionization Potentials (Theorie).
[764] H. E. Clark, Phys. Rev. 75, 334 (A) (1949), Excitation of Mercury Vapor by Positive Alkali Ions.

[765] D. Alpert, A. O. McCoubrey and T. Holstein, Phys. Rev. 76, 1257 (L) (1949), Imprisonment of Resonance Radiation in Mercury Vapor.
[766] W. F. Finkelnburg and F. Stern, Phys. Rev. 77, 303 (L) (1950), Electron Screening and Ionization Potentials of Neutral and Single Ionised Atoms.
[767] W. F. Finkelnburg, Phys. Rev. 77, 304 (L) (1950), Ionization Potentials of Higher Atomic Ions.
[768] B. Mischra, Phys. Rev. 77, 155 (L) (1950), Lifetimes of Mercury and Potassium Atoms in Excited States.
[769] Л. М. Биберман и И. М. Гуревич, ЖЭТФ 20, 108 (1950), Поглощение резонансного излучения и образование метастабильных атомов в парах ртути (Absorption einer Resonanzstrahlung und Bildung metastabiler Atome in Quecksilberdämpfen).
[770] W. P. Jesse, H. Forstat and J. Sadanskis, Phys. Rev. 77, 782 (1950), Ionization in Argon and in Air by Single Alpha-Particles as a Function of Their Energy.
[771] H. A. Bethe, Rev. of Mod. Phys. 22, 213 (1950), Range-Energy Relation for Slow Alpha Particles in Air.

zu Kapitel VII

[772] F. L. Mohler, C. Boerner and W. W. Coblentz, Science 69, 479 (1929).
[773] F. L. Mohler and C. Boerner, U. S. Bur. of Standards Research 3, 303 (1929); 5, 51, 399 und 831 (1930).
[774] L. Mohler, Foote and Chenault, Phys. Rev. 27 37 (1926).
[775] Foote and L. Mohler, Phys. Rev. 26, 495 (1925).
[776] A. Rostagni, Phys. Rev. 53, 729 (1938).
[777] N. Varney, Phys. Rev. 53, 732 (1938).
[778] Little, Phys. Rev. 30, 109, 963 (1927).
[779] Lawrence and Edlefsen, Phys. Rev. 34, 233 (1929).
[780] Williamson, Phys. Rev. 21, 107 (1923); Proc. Nat. Acad. of Science 14, 973 (1928).
[781] Cooke, Phys. Rev. 38, 1351 (1931).
[782] Samlel, Zs. f. Phys. 29, 209 (1924).
[783] Lawrence, Phil. Mag. 50, 345 (1925).
[784] Lawrence and Edlefsen, Phys. Rev. 34, 233 und 1056 (1929).
[785] Hughes and Van Atta, Phys. Rev. 36, 214 (1930).
[786] J. J. Thomson, Phil. Mag. 48, 1 (1924); 49, 761 (1925).
[787] Ditchburn and Arnot, Proc. Roy. Soc., London, A 123, 516 (1929).
[788] Freudenberg, Zs. f. Phys. 67, 417 (1931).
[789] Steubing, Phys. Zs. 10, 787 (1909).
[790] Rouse and Giddings, Proc. Nat. Acad. of Science 11, 514 (1925); 12, 447 (1926).
[791] Houtermans, Zs. f. Phys. 41, 619 (1928).
[792] Foote, Phys. Rev. 29, 609 (1927).
[793] Hughes, Proc. Cambr. Phil. Soc. 15, 483 (1910).
[794] Palmer, Phys. Rev. 32, 1 (1911).
[795] P. Lenard und S. Ramsauer, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss. (1910 bis 1911).
[796] Martin, Sitzungsber. der Heidelb. Akad. d. Wiss. 10 (1918).
[797] Ludlam, Phil. Mag. 23, 737 (1913).
[798] West and Ludlam, Proc. Roy. Soc., Edinburg 45, 34 (1925).
[799] Stark, Phys. Zs. 10, 614 (1909).
[800] Hughes, Proc. Cambr. Phil. Soc. 16, 375 (1911).
[801] A. Terenin, Phys. Rev. 36, 147 (1930).
[802] R. N. Varney and L. B. Loeb, Phys. Rev. 48, 481 und 818 (1935).

[803] L. Mohler, Phys. Rev. 28, 46 (1926); Proc. Nat. Acad. of Science 12, 492 (1926).
[804] F. Renner, Ann. d. Phys. 29, 11 (1937) (Theorie des Atom-Photoelektronen-effektes).
[805] J. J. Thomson, Phil. Mag. 7, 970 (1929).
[806] H. Raether, Zs. f. Phys. 107, 91 (1937), Untersuchung der Elektronenlawine mit der Nebelkammer.
[807] H. Raether, Zs. f. Phys. 110, 611 (1938), Über eine gasionierende Strahlung einer Funkenentladung.
[808] G. E. Gibson, Phys. Zs. 12, 1145 (1911).
[809] A. S. King, Astrophys. Journ. 56, 319 (1922); 59, 155 (1923); 60, 282 (1924).
[810] J. Eggert, Phys. Zs. 20, 570 (1919).
[811] M. N. Saha, Phil. Mag. 40, 478 (1920); Zs. f. Phys. 6, 40 (1921); Proc. Roy. Soc., London A 99, 135 (1921).
[182] A. W. Nages and H. A. Wilson, Astrophys. Journ. 57, 20 (1923).
[813] K. T. Compton and I. Langmuir, Rev. of Modern Physics 2, 135 und 142 (1931).
[814] E. A. Milne, Observatory 44, 261 (1921).
[815] H. N. Russel, Astrophys. Journ. 55, 119 (1922).
[816] Darwin and Fowler, Phil. Mag. 45, 1 (1923).
[817] A. Pannekoek, Handb. d. Astrophys. 3, 323 (1930) (Überblick über die thermische Ionisation).
[818] Saha, Sur and Majamdar, Zs. f. Phys. 40, 648 (1927).
[819] I. Langmuir and K. H. Kingdon, Science 57, 58 (1923); Proc. Roy. Soc., London, A 107, 61 (1925).
[820] T. J. Killian, Phys. Rev. 27, 578 (1926) (Rb, K).
[821] E. Meyer, Ann. d. Phys. 4, 357 (1930) (K).
[822] N. Morgulis, Phys. Zs. d. Sowjetun. 5, 221 (1934) (Na).
[823] M. N. Saha and A. N. Tandom, Proc. Nat. Acad. Scient. India 6, 212 (1936); Proc. Nat. Instit. Sci. India 3, 287 (1937).
[824] A. N. Tandom, Ind. Journ. Phys. 11, 99 (1937); Proc. Nat. Acad. Sci. India 7, 102 (1938).
[825] B. N. Srivastava, Proc. Nat. Inst. Sci. India 4, 365 (1938); 5, 313 (1939); Proc. Roy. Soc., London, A 175, 26 (1940).
[826] K. N. Riewe, Zs. f. Phys. 107 (1937).
[827] D. S. Kothari, Proc. Roy. Soc., London, A 165, 486 (1938) (Theorie der thermischen Ionisation entarteter Gase).
[828] P. Auger, Annales de Physique 6, 183 (1926).
[829] A. H. Compton, Phys. Rev. 21, 483 und 715 (1923).
[830] M. G. Holloway and M. S. Livingston, Phys. Rev. 54, 18 (1938), Range and Specific Ionization of α-Particles.
[831] F. T. Rugers Jr., Phys. Rev. 51, 528 (1937) (Ionisation von Gasen durch β-Teilchen großer Energie).
[832] W. R. Kanne and J. A. Bearden, Phys. Rev. 50, 935 (1936), Columnar Ionization (α-Teilchen).
[833] H. K. Skranstad and D. L. Lowgridge, Phys. Rev. 50, 677 (1936) (Schnelle Elektronen. Stickstoff-Neon).
[834] J. W. Broxon and G. T. Merideth, Phys. Rev. 49, 415 (1930); 52, 252 (1937); 54, 1 und 9 (1938); 55, 883 (1939) (Ionisation durch γ-Strahlen).
[835] J. Clay, Phys. Rev. 52, 143 (1937) (Ionisation durch γ- und kosmische Strahlen).
[836] E. F. Cox, Phys. Rev. 51, 55 (1937) (Ionisation durch γ-Strahlen).
[837] H. Kallman und B. Rosen, Zs. f. Phys. 61, 61 (1930) (Umladung).
[838] F. Wolf, Ann. d. Phys. 28, 361 und 438 (1937); 29, 33 (1937); 30, 313 (1937); 34, 341 (1939); Phys. Zs. 38, 992 (1937) (Umladung).
[839] F. L. Arnot and M. B. McEven, Proc. Roy. Soc., London, A 169, 437 (1939).

[840] F. L. Arnot and W. D. Hort, Proc. Roy. Soc., London, A 171, 383 (1939).
[841] H. Meyer, Ann. d. Phys. 37, 69 (1940).
[842] Kohlhörster, Phys. Zs. 14, 1066, 1153 (1913); Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 16, 719 (1914).
[843] Hess, Phys. Zs. 12, 998 (1911).
[844] Л. Мысовский, УФН 12, 625 (1932).
[845] Блэккет и Окилиани, УФН 13, 491 (1933).
[846] С. Вернов, УФН 14, 120 (1934).
[847] A. H. Compton УФН 16, 566—585 (1936).
[848] Д. В. Скобельцын, Космические лучи, ГТТИ, М.-Л. 1936 (Kosmische Strahlen).
[849] В. Г. Левич, УФН 18, 507—526 (1937).
[850] Д. Д. Иваненко, УФН 19, 322—352 (1938).
[851] D. K. Froman and J. C. Stearns, Rev. of Mod. Physics 10, 133—192 (1938) (Mit Literaturverzeichnis über kosmische Strahlen von 1897—1938).
[852] W. Heisenberg УФН 21, 130 и 261 (1939).
[853] Sympozium on Cosmic Rays held at the University of Chicago (June 1939) Rev. of Mod. Phys. 11, 123—303 (1939).
[854] Н. П. Пенкин, Изв. АН СССР, серия физич. 11, 217 (1947) (Untersuchungen der Thermoionisation von Bariumdämpfen nach der Methode von Roshdestwenski).
[855] С. Э. Фриш, Н. П. Пенкин и А. М. Шухтин, ЖЭТФ 18, 734 (1948), Механизм возбуждения спектральных линий в высокотемпературной вакуумной печи (Anregungsmechanismus von Spektrallinien in einem Hochtemperaturvakuummofen).
[856] E. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169 (1949), On the Origin of the Cosmic Radiation.
[857] H. Alfven, R. D. Richtmayer and E. Teller, Phys. Rev. 75, 892 (L) (1949), On the Origin of Cosmic Rays.

zu Kapitel VIII

Monographien

[858] H. S. W. Massey, Negative Ions, Cambridge, 1938.
[859] Tüxen, Zs. f. Phys. 103, 463 (1936).
[860] Hylleraas, Zs. f. Phys. 60, 624 (1930).
[861] Ta You-Wu, Phil. Mag. 22, 837 (1916).
[862] Hartree, Proc. Cambr. Phil. Soc. 24, 189 (1928).
[863] Fock, Zs. f. Phys. 61, 126 (1930).
[864] Oldenberg, Phys. Rev. 43, 534 (1933).
[865] Emeleus, Minnis and Cathcart, Proc. Roy. Irish Acad. 44, 11 (1937).
[866] Lozier, Phys. Rev. 46, 268 (1934).
[867] Tate and Lozier, Phys. Rev. 39, 254 (1932).
[868] L. B. Loeb and Cravath, Phys. Rev. 33, 605 (1929).
[869] Bradbury, Phys. Rev. 44, 883, 1933, Journ. Chem. Phys. 2, 827 und 835 (1934).
[870] Bailey, Phil. Mag. 50, 825 (1925).
[871] L. B. Loeb, Phys. Rev. 48, 484 und 684 (1935).
[872] F. L. Arnot and J. C. Milligan, Nature 137, 150 (1936); Proc. Roy. Soc., London, A 156, 538 (1936).
[873] F. L. Arnot, Proc. Roy. Soc., London, A 156, 538 (1936); A 158, 137, 157 (1937); Nature 138, 162 (1936).
[874] H. S. W. Massey and R. A. Smith, Proc. Roy. Soc., London, A 155, 472 (1936).
[875] F. Bloch und N. E. Bradbury, Phys. Rev. 48, 689 (1935).
[876] J. B. Fisk, Phys. Rev. 50, 1096 (1936).

[877] L. Goldstein, Annales de Physique 9, 723 (1938).
[878] R. H. Healey, Phil. Mag. 26, 940 (1938).
[879] P. F. Darby and W. H. Bennet, Phys. Rev. 57, 350 (1940), Collisions of Negative Atomic Ions with Molecules.
[880] J. Schemel, Ann. d. Phys. 85, 137 (1928), Über Trägerrekombination in Gasen.
[881] J. Franck, Zs. f. Phys. 47, 509 (1928).
[882] Atkinson, Zs. f. Phys. 51, 188 (1928), Über Wiedervereinigung positiver Ionen mit freien Elektronen.
[883] F. W. Mohler, Phys. Rev. 31, 187 und 707 (1928).
[884] L. B. Loeb, Phys. Rev. 51, 1110 (1937) (Theorie der Ionenrekombination).
[885] W. R. Canne and J. A. Bearden, Phys. Rev. 50, 935 (1937).
[886] W. Seittler, Ann. d. Phys. 34, 113 (1939) (Temperatureinfluß auf Ionisation und Rekombination auf der Bahn von α-Strahlen).
[887] E. Helbig, Zs. f. Phys. 116, 444 (1940) (Temperatureinfluß auf Ionisation und Rekombination auf der Bahn von α-Strahlen).
[888] G. T. Merideth and J. W. Broxon, Phys. Rev. 51, 144 (1937); 52, 252 (1937).
[889] M. E. Gardner, Phys. Rev. 52, 252 (1937); 53, 75 (1938) (Sauerstoff).
[890] J. Sayers, Proc. Roy. Soc., London, A 169, 181 (1938) (Luft; mit Literaturzitaten).
[891] P. Krans, Ann. d. Phys. 29, 449 (1937) (Luft).
[892] W. Mächler, Zs. f. Phys. 104, 1 (1936) (Luft und CO_2 bei hohem Druck).
[893] R. E. Williamson, Phys. Rev. 62, 538 (1942). Wave Function for the Negative Hydrogen Ion.
[894] G. Jaffé, Phys. Rev. 59, 652 (1941) (Gemeinsame Lösung der Rekombinations- und Diffusionsgleichung).
[895] M. A. Biondi and S. C. Brown, Phys. Rev. 75, 1700 (1949); 76, 1697 (1949) (Untersuchung der Rekombination von Elektronen mit Hilfe der Hochfrequenz-Technik).
[896] Н. И. Ионов, ЖЭТФ 18, 174 (1948), Масс-спектрометрическое изучение образования отрицательных ионов галоидов при взаимодействии галоидных солей с поверхностью накалённого вольфрама (Massenspektrometrische Untersuchung der Bildung negativer Halogenionen bei Wechselwirkung von Halogensalzen mit der Oberfläche glühenden Wolframs).
[897] D. R. Bates, Phys. Rev. 77, 718 (L) (1950), Electron Recombination in Helium.
[898] В. И. Попков, ДАН СССР 59, № 1, 61 (1948), Коэффициент рекомбинации ионов в условиях коронного разряда в атмосферном воздухе (Ionenrekombinationskoeffizient bei Koronaentladungen in atmosphärischer Luft).

zu Kapitel IX

Monographien und zusammenfassende Arbeiten

[899] L. B. Loeb, The Kinetic Theory of Gases, 2. Aufl., Kap. XI, 543—637, New York and London, 1934.
[900] A. M. Tyndall, The Mobilities of Positive Ions in Gases, Cambridge, 1938.
[901] L. O. Brockway, Rev. of Mod. Phys. 8, 231—266 (1936). Electron Diffraction by Gas Molecules.
[902] J. H. McMillan, Rev. of Mod. Phys. 11, 89—110 (1939). Elastic Electron Scattering in Gases.
[903] E. U. Condon and Ph. M. Morse, Quantum Mechanics of Collision Processes. Rev. of Mod. Phys. 3, 43—88 (1931); 4, 574—634 (1932).
[904] N. F. Mott and H. S. W. Massey, The Theory of Atomic Collisions, Oxford, 1933.

[905] C. Ramsauer und R. Kollath, УФН 14, 957—981 (1934); 15, 128—165 und 407—426 (1935). Эффективное поперечное сечение газовых молекул по отношению к медленным электронам и ионам (Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen für langsame Elektronen und Ionen).
[906] O. Beck, Phys. Zs. 35, 36 (1934).
[907] G. Hertz, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 19, 268 (1917).
[908] N. E. Bradbury and R. A. Nielsen, Phys. Rev. 49, 205 und 388 (1936); 51, 69 (1937).
[909] R. A. Nielsen, Phys. Rev. 50, 386 (1936).
[910] N. E. Bradbury, Phys. Rev. 40, 508 und 524 (1932).
[911] A. H. van Gorcum, Physica 3, 207 (1936).
[912] J. S. Townsend, Phil. Mag. 28, 83 (1914).
[913] J. S. Townsend, Journ. of Frankl. Inst. 200, 565 (1925).
[914] Mitchell and Riedler, Proc. Roy. Soc., London, A 146, 911 (1934).
[915] И. И. Балог, НИИФ МГУ 1938; Учен. Зап. МОЛГУ, вып. 74, Физика 1, 123 Диссертация, (1944) (Disseration).
[916] Н. А. Капцов, Изв. АН СССР, серия физич. 8, 280 (1944), Изменение подвижности отрицательных ионов в сильных электрических полях и роль этого явления в коронном разряде (Veränderung der Beweglichkeiten negativer Ionen in starken elektrischen Feldern und die Bedeutung dieser Erscheinung für Koronaentladungen).
[917] A. V. Hershey, Phys. Rev. 54, 237 (1938); 56, 908 und 916 (1939).
[918] A. M. Tyndall and G. C. Grindley, Proc. Roy. Soc., London, A 110, 341 (1926).
[919] A. M. Tyndall, L. N. Starr and C. F. Powell, Proc. Roy. Soc., London, A 121, 172 (1928); A 129, 162 (1930).
[920] A. M. Tyndall and C. F. Powell, Proc. Roy. Soc., London, A 134, 105 (1931).
[921] R. J. Van de Graaf, Phil. Mag. 6, 910 (1928); Nature 124, 10 (1929).
[922] A. M. Cravath, Phys. Rev. 33, 605 (1929).
[923] Ph. M. Morse, W. P. Allis and F. S. Lamar, Phys. Rev. 48, 912 (1935).
[924] K. H. Kingdon and Lowton, Phys. Rev. 56, 215 (1939).
[925] E. Rutherford, Phil. Mag. 44, 422 (1897); Proc. Cambridge Phil. Soc. 9, 401 (1898).
[926] J. Franck und R. Pohl, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 9, 69 (1907).
[927] M. Renniger, Ann. d. Phys. 9, 295 (1931). Energieverlust und Streuung mittels schneller Elektronen beim Durchgang durch Gase.
[928] Todd, Phil. Mag. 22, 791 (1911); 25, 163 (1912).
[929] J. Zeleny, Phil. Mag. 46, 120 (1898); Phil. Trans., A 195, 193 (1900).
[930] W. Altberg, Ann. d. Phys. 47, 849 (1912).
[931] W. P. Allis and H. W. Allen, Phys. Rev. 52, 703 (1937). Theory of the Townsend Method of Measuring Electron Diffusion and Mobility (Zweite Näherung).
[932] H. W. Allen, Phys. Rev. 52, 707 (1937) (Zweite Näherung; Vergleich mit dem Experiment).
[933] P. Langevin, Annales de Chémie et de Physique 28, 317 und 495 (1903); 5, 245 (1905) (Erste Langevinsche Theorie).
[934] H. F. Mayer, Ann. d. Phys. 62, 358 (1920) (wie [1933]).
[935] K. T. Compton, Rev. of Mod. Phys. 2, 204—218 (1930).
[936] P. Langevin, Annales de Chémie et de Physique 8, 238 (1905) (Zweite Langevinsche Theorie).
[937] H. R. Hasse and W. R. Cook, Phil. Mag. 12, 554 (1931).
[938] J. J. Thomson, Phil. Mag. 47, 337 (1924).
[939] L. B. Loeb, Phil. Mag. 48, 496 (1924); 49, 517 (1925).
[940] R. A. Nielsen, Phys. Rev. 50, 386 (1936). Electron Drift Velocity in N_2, He, Ne and Ar.

[941] E. A. Junker, Phys. Rev. 56, 855 (1939) (Beweglichkeiten atmosphärischer Ionen).
[942] K. H. Kingdon and Lowton, Phys. Rev. 56, 215 (1939) (Beweglichkeit von Hg in Hg).
[943] H. Pose, Zs. f. Phys. 52, 428 (1929) (Diffusion langsamer Elektronen).
[944] G. Hertz, Zs. f. Phys. 32, 298 (1925).
[945] W. H. Bennett, Phys. Rev. 58. 992 (1940). Mobilities in Hydrogen at high Current Densities.
[946] A. F. Pierce, Proc. Roy. Soc., London, A 155, 490 (1936) (Einfluß der Temperatur auf die Ionenbeweglichkeit).
[947] J. E. Bailey, B. E. B. Makinson and J. M. Somerville, Phil. Mag. 24, 117 (1937), The Behaviour of Electrons in Bromine.
[948] R. A. Nielsen and N. E. Bradbury, Phys. Rev. 51, 69, 113 (1937), Electron and Negative Ions Mobilities in Oxygen, Air, Nitrons Oxide and Ammonia.
[949] E. Montel, C. R. 208, 1141 (1939) (Neue Methode zur Bestimmung der Beweglichkeiten).
[950] J. T. Tate and R. R. Palmer, Phys. Rev. 40, 731 (1932).
[951] A. L. Hughes and J. H. McMillan, Phys. Rev. 39, 576 (1931); 43, 871 (1933).
[952] E. C. Childs and H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc., London, A 142, 509 (1933).
[953] C. B. Mohr and F. H. Nicolle, Proc. Roy. Soc., London, A 142, 320 (1933); A 144, 596 (1934).
[954] M. Ghosch, Phil. Mag. 20, 234 (1935).
[955] H. Loener, Ann. d. Phys. 24, 349 (1935).
[956] J. H. McMillan, Phys. Rev. 46, 983 (1934).
[957] A. L. Hughes and V. Harris, Phys. Rev. 48, 408 (1935).
[958] A. L. Hughes and S. Bilinsky, Phys. Rev. 48, 155 (1935).
[959] G. M. Webb, Phys. Rev. 47, 379 und 384 (1935).
[960] A. L. Hughes and S. S. West, Phys. Rev. 50, 320 (1936).
[961] J. B. Fisk, Phys. Rev. 49, 167 (1935).
[962] C. Ramsauer und R. Kollath, Phys. Zs. 32, 858 (1931); Ann. d. Phys. 12, 837 (1932).
[963] J. B. Fisk, Phys. Rev. 50, 1096 (1936); 51, 25 (1937), On the Cross Section of Cl_2 and N_2 for slow Electrons.
[964] K. C. Kar, M. Ghosch and K. K. Mukherjee, Phil. Mag. 24, 964 und 971 (1937) (Theorie der elastischen Streuung).
[965] S. Hill and A. H. Woodcock, Proc. Roy. Soc., London, A 155, 331 (1936). The Elastic Scattering of Slow Electrons from Organic Molecules.
[966] J. B. H. Kuper, Phys. Rev. 51, 1024 (1937); 53, 993 (1938) (Streuung schneller Elektronen).
[967] R. Roscoe, Phil. Mag. 26, 32 (1938) (Elastische Streuung von Elektronen an molekularem Sauerstoff).
[968] В. Рей и И. Пискунов, ЖЭТФ 9, 240 (1939) (Streuung von Elektronenbündeln mit einer Energie bis zu 2 MeV).
[969] S. N. van Voorhis, Phys. Rev. 46, 480 (1936), Small-Angle Inelastic Scattering of Electrons in Helium, Hydrogen and Mercury.
[970] M. Goodrich, Phys. Rev. 49, 422 (1936), The Scattering of Electrons after Ionising Collisions in Helium.
[971] F. Wolf, Ann. d. Phys. 31, 561 (1938), Zur Streuung und Dissoziation langsamer, bewegter Ionen.
[972] A. G. Emslie, Phys. Rev. 53, 680 (1938), The Scattering of Slow Positive Ions of Very Small Angles.

[937] J. H. Simons and R. P. Seward, Journ. Chem. Phys. 6, 790 (1938), Slow Electron Scattering and Apparent Electron Affinity of Mercury.

[974] S. M. Dancoff, Phys. Rev. 55, 959 (1939), On Radiactive Correction for Electron Scattering) (Theorie).

[975] S. Goodsmith and J. L. Sanderson, Phys. Rev. 56 122 (1939) (Theorie).

[976] M. Goodrich, Phys. Rev. 43, 422 (1936); 52, 259 (1937) (Elektronenstreuung in He).

[977] H. S. W. Massey and C. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc., London, A 146, 880 (1934) (Theorie der Elektronenstreuung).

[978] A. L. Hughes, Phys. Rev. 52, 43 (1937) (Streuung schneller Elektronen in Wasserstoff).

[979] A. L. Hughes, Phys. Rev. 55, 350 (1939), Scattering of fast Electrons in Gases.

[980] J. H. Bartlett, R. V. Watson, Phys. Rev. 55, 835 (1939).

[981] J. B. H. Kuper and E. Teller, Phys. Rev. 58, 602 (1940) (Streuung schneller Elektronen in Helium; Theorie).

[982] C. H. Shaw and T. M. Snyder, Phys. Rev. 58, 600 (1940) (Streuung von Elektronen in Brom).

[983] L. G. H. Huxley, Phil. Mag. 30, 396 (1941), Lateral Diffusion of a Stream of Ions in a Gas.

[984] R. L. Mooney, Phys. Rev. 58, 871 (1940) (Streuung schneller Atome in Helium).

[985] C. Ramsauer, Ann. d. Phys. 64, 513 (1921); 66, 546 (1921); 72, 345 (1923); 83, 1129 (1927).

[986] E. Brüche, Naturwissensch. 15, 408 (1927); Phys. Zs. 29, 830 (1928); Ann. d. Phys. 83, 1065 (1927); 84, 279 (1927); Zs. f. Phys. 47, 114 (1928).

[987] C. Ramsauer, R. Kollath und D. Lilienthal, Ann. d. Phys. 8, 702 und 709 (1930).

[988] F. Wolf, Phys. Zs. 32, 897 (1931).

[989] C. Ramsauer, Phys. Zs. 28, 858 (1927); 29, 823 (1928).

[990] F. Wolf, Ann. d. Phys. 23, 285, 627 (1935); 25, 527 und 737 (1936); Phys. Zs. 37, 854 (1936); Zs. f. techn. Phys. 17, 428 (1936); Naturwissensch. 24, 447 (1936).

[991] A. Rostagni, Ann. d. Phys. 24, 543 (1935).

[992] R. A. Smith, Proc. Cambridge Phil. Soc. 30, 54 (1934).

[993] O. Beck und H. Wayland, Ann. d. Phys. 19, 129 (1933).

[994] R. Kollath und E. Stendel, Zs. f. techn. Phys. 20, 36 (1939) (Demonstration des Ramsauer-Effektes mit dem Oszillographen).

[994] R. Kollath und E. Stendel, Zs. f. techn. Phys. 20, 36 (1939).

[995] W. J. Hamm, Phys. Rev. 63, 433 (1943), The Retardation and Neutralization of Argon Atoms in Helium.

[996] A. M. Tyndall and A. F. Pearce, Proc. Roy. Soc., London, A 149, 426 (1935), The Variation of the Mobility of Gaseous Ions with Temperature.

[997] W. J. Hamm, Phys. Rev. 63, 433 (1943), The Retardation and Neutralization of Argon Ions in Helium (Bestimmung des Wirkungsquerschnittes).

[998] G. M. Crenshaw, Phys. Rev. 62, 54 (1942), Loss of Energy of Hydrogen Ions in Traversing Various Gases.

[999] W. H. Bennett, Phys. Rev. 62, 369 (1942), Mobilities in Nitrogen at High Current Densities.

[1000] R. Meyerot and H. Margenau, Phys. Rev. 65, 255 (1944), Exchange Forces between Li^+ and He and the Mobility of Li^+ in He.

[1001] E. E. Watson, Phil. Mag. 3, 849 (1927), Dispersion of an Electron Beam.

[1002] J. Aharoni, Phil. Mag. 35, 36 (1944), Effect of Space Charge on Electron Beams.

[1003] B. J. Thomson and L. B. Headrick, Proc. Inst. Rad. Eng. 28, 318 (1940), Space Charge Limitations in the Focus of Electron Bemas.

[1004] P. B. Weiss and W. P. Kern, Phys. Rev. 75, 899 (L) (1949), Measurements of Behaviour and Mobility of Polyatomic Ions.

[1005] F. F. Ricke and D. Errett, Phys. Rev. 75, 346 (A) (1949), Measurements of Electron Mobility by Means of Pulse Technique.
[1006] H. W. Berry, Phys. Rev. 75, 913 (1949), Scattering of fast Argon Atoms in Argon Gas.
[1007] M. A. Biondi and S. C. Brown, Phys. Rev. 75, 302, 1700 (1949), Measurements of Ambipolar Diffusion in Helium.
[1008] Su-Shu-Huang, Phys. Rev. 76, 477 (1949), Elastic Scattering of Electrons by Neutral Hydrogen Atoms by the Variational Method.
[1009] E. D. Klema and J. S. Allen, Phys. Rev. 77, 661 (1950), Drift Velocities of Electrons in Argon, Nitrogen and Argon — Nitrogen Mixtures.
[1010] H. S. W. Massey and B. L. Maiseiwitsch, Phys. Rev. 78, 180 (L) (1950), The Scattering of Electrons by Hydrogen Atoms.
[1011] P. Schulz, Ann. d. Phys. 1, 318 (1947) (Einfluß positiver Ionen auf die Beweglichkeit der Elektronen; Beweglichkeit der Elektronen im Plasma bei hohem Druck).
[1012] Л. А. Сена, Столкновения электронов и ионов с атомами газов, Гостехиздат, М.-Л. (1948) (Stöße von Elektronen und Ionen mit Gasatomen).
[1013] В. И. Попков, ДАН СССР, 58 № 6, 1043 (1947) (Beweglichkeit der Ionen bei den Bedingungen einer Koronaentladung).

zu Kapitel X

[1014] I. Langmuir, Phys. Rev. 2, 456 (1913).
[1015] I. Langmuir, Phys. Zs. 15, 348 und 516 (1914).
[1016] I. Langmuir and K. B. Blodgett, Phys. Rev. 22, 347 (1923).
[1017] W. S. Kimball, Phil. Mag. 49, 695 (1925).
[1018] С. А. Богуславский, Труды Госуд. Эксперим. эл.-техн. инст. (ГЭЭИ), вып. 3, 18 (1924).
[1019] I. Langmuir and K. B. Blodgett, Phys. Rev. 24, 49 (1924).
[1020] W. Schottky, Phys. Zs. 15, 526 (1914).
[1021] I. Langmuir, Phys. Rev. 21, 419 (1923).
[1022] I. Langmuir, Gen. Electr. Rev. 26, 731 (1923).
[1023] I. Langmuir and H. Mott-Smith. Gen. Electr. Rev. 27, 449, 538, 616, 762 und 810 (1924); Phys. Rev. 28, 727 (1926).
[1024] В. Ф. Коваленко, Д. А. Рожанский и Л. А. Сена, ЖТФ 4, 1688 (1934).
[1025] K. Sommermeyer, Zs. f. Phys. 90, 232 (1934).
[1026] Van Atta, Van de Graaf and Barton, Phys. Rev. 43, 158 (1933).
[1027] Б. Н. Клярфельд, В книге «Электронные и ионные приборы», Труды ВЭИ, вып. 41, Госэнергоиздат, М.-Л. (1940), Общие вопросы зондовой методкии исследования газового разряда, 166—172 (Siehe in dem Buch: Elektronen- und Ionengeräte, Moskau-Leningrad (1940) Seite 166—172 über allgemeine Fragen der Sondenmethodik zur Untersuchung einer Gasentladung).
[1028] H. G. Emeleus, Phil. Mag. 17, 146 (1934).
[1029] T. Killian, Phys. Rev. 35, 1238 (1930).
[1030] H. Fansworth, Phys. Rev. 31, 405 (1928).
[1031] L. Haworth, Phys. Rev.48, 88 (1935).
[1032] H. Bruining, Physica 5, 913 (1938).
[1033] I. Kömnick, Ann. d. Phys. 13, 273 (1932).
[1034] Г. Спивак и Э. Рейхрудель, ЖЭТФ 6, 816 (1936); Phys. Zs. d. Sowjetun. 9, 655 (1936).
[1035] Х. А. Джерпетов и Г. В. Спивак, ЖЭТФ 6, 1125 (1936).

[1036] Г. В. Спивак и Э. М. Рейхрудель, Изв. АН СССР ОМЕН 479 (1938), Об изучении плазмы по методу возмущения её магнитным полем (Untersuchungen des Plasmas mit Hilfe der Ablenkung durch ein Magnetfeld).
[1037] Г. В. Спивак и Э. М. Рейхрудель, ЖЭТФ 8, 319 (1938).
[1038] Э. М. Рейхрудель и Г. В. Спивак, ДАН 18, 181 (1938).
[1039] G. Spiwak, Journ, Techn. Phys. USSR 8, 211 (1938).
[1040] G. Spiwak and E. Reichrudel, Journ. Techn. Phys. USSR 9, 716 (1938).
[1041] E. H. Bramhall, Phil. Mag. 13, 682 (1932).
[1042] J. L. Myer, Zs. f. Phys. 87, 1 (1933).
[1043] J. Dürrwang und M. Wehrli, Helv. Phys. Acta 6, 235 (1933).
[1044] J. Dürrwang, Helv. Phys. Acta 8, 333 (1935).
[1045] W. B. Nottingham, Journ. of Frankl. Inst. 206, 43 (1928).
[1046] R. H. Sloane and K. G. Emeleus, Phys. Rev. 44, 322 und 333 (1933).
[1047] K. Sommermeyer, Zs. f. Phys. 87, 741 (1934).
[1048] R. H. Sloane and E. J. R. MacGregor, Phil. Mag. 17, 193 (1934).
[1049] W. Koch, Zs. f. techn. Phys. 16, 461 (1935).
[1050] W. Denecke und E. Lübcke, Phys. Zs. 37, 347 (1936).
[1051] F. D. Graves and J. E. Mc F. Johnston, Phil. Mag. 21, 659 (1936).
[1052] A. Sibold, Helv. Phys. Acta 9, 123 (1936).
[1053] W. Molthan, Zs. f. Phys. 98, 227 (1935).
[1054] K. G. Emeleus and W. L. Brown, Phil. Mag. 22, 898 (1936).
[1055] W. Denecke, Ann. d. Phys. 27, 597 (1936).
[1056] E. F. Buchmann, Zs. f. techn. Phys. 15, 180 (1934).
[1057] J. Kömnick, Ann. d. Phys. 15, 273 (1932) (Kurzer Überblick über die Sondentechnik).
[1058] D. v. Oettingen, Ann. d. Phys. 19, 513 (1934).
[1059] С. Д. Гвоздовер, ЖТФ 3, 587 (1933).
[1060] E. Reichrudel und G. Spiwak, Ann. d. Phys. 17, 65 (1933).
[1061] R. C. Mazon, Phys. Rev. 51, 28 (1937).
[1062] В. Ф. Коваленко, Д. А. Рожанский и Л. А. Сена, ЖТФ 4, 1271 (1934).
[1063] М. М. Горшков и Ю. П. Маслаковец, ЖТФ 6, 1513 (1936)
[1064] Б. И. Давыдов и Л. И. Змановскяа, ЖТФ 6, 1244 (1936), К теории электрических зондов в трубках газового разряда (Zur Theorie der elektrischen Sonden in Gasentladungsröhren).
[1065] С. Д. Гвоздовер, ЖТФ 7, 1895 (1937), Характеристики зондов, помещённых в шнуровом разряде (Charakteristiken von Sonden).
[1066] P. R. Hermann, Zs. f. techn. Phys. 17, 482 (1936), Verfahren zur direkten halblogarithmischen Aufzeichnung von Sondenkennlinien.
[1067] F. Borgnis, Ann. d. Phys. 31, 497 (1938), Zur Sondentheorie in Gasen bei hohen Drücken.
[1068] W. P. J. van Berkel, Physica 5, 230 (1938), Einfluß von Änderungen des Sondenzustandes auf Sondencharakteristiken nach Langmuir.
[1069] R. D. Rusk, Phys. Rev. 54, 865 (1938) (Sonden bei starken Strömen).
[1070] C. v. Fragsten und M. Arndt, Ann. d. Phys. 33, 532 (1938) (Anwendung von Sonden im Kohlebogen bei atmosphärischem Druck).
[1071] V. Polin and S. Gvosdover, Phys. Zs. d. Sowjetun. 13, 47 (1938), Ion Layer Around a Probe in a Low Pressure Discharge.
[1072] H. Newmann, Phil. Mag. 26, 719 (1938) (Anomale Sondencharakteristik).
[1073] M. Gorschkov und J. Maslakowetz, Techn. Phys. USSR 3, 824 (1936).
[1074] В. Грановский, Б. Клярфельд и В. Фабрикант, ЖТФ 8, 968 (1938), О неправильном применении метода зондов в газовом разряде (Über die falsche Anwendung der Sondenmethode in der Gasentladung).

[1075] J. R. Dietrich, Phys. Rev. 55, 1145 (1939), The Effect of Wall Charge on the Progressive Breakdown in Long Discharge Tubes.
[1076] В. Л. Кан, ЖТФ 18 483 (1948) (Genaue Lösung des Langmuirschen Problems für einen Kugelkondensator).
[1077] Л. И. Голк и Г. В. Спивак, ЖТФ 19, 839 (1949) (Elektronenoptische Erscheinungen im Plasma eines Quecksilberbogens bei niedrigem Druck).
[1078] E. O. Johnson and L. Malter, Phys. Rev. 76, 1411 (L) (1949), Double Probe Method for Determination of Electron Temperatures in Steady and Time-Varying Gas Discharges.
[1079] Б. М. Палюх и Л. А. Сена, ЖЭТФ 20, 481 (1950), Перезарядка ионов и атомов ртути (Aufladung von Quecksilberatomen und -ionen; experimentelle Untersuchungen)

zu Kapitel XI

Handbücher, Monographien und zusammenfassende Arbeiten

[1080] А. Н. Теренин, Введение в спектроскопию, Кубуч, Л. 1933 (Einführung in die Spektroskopie).
[1081] В. Кондатьев, Строение атома и молекулы, ГТТИ, Л.-М. 1934. (2 изд., 1948). (Bau der Atome und Moleküle).
[1082] С. Э. Фриш, Атомные спектры, ГТТИ, Л.-М. 1933 (Atomspektren).
[1083] A. Mitchell und M. W. Zemanski, Resonance radiation and excited atoms, Cambridge 1937.
[1084] O Blackwood a oth. Outline of atom physics, 2. Auflage 1937.
[1085] E. Rabinowitsch und E. Thilo, Periodisches System, Geschichte und Theorie, Stuttgart 1930.
[1086] R. Kronig, Bandspectra and Molecularstructure, Cambridge Univ. Pr., 1930.
[1087] R. S. Mulliken, Rev. of Mod. Phys. 2, 60—115 (1930); 3, 89—155 (1931); 4, 1—86 (1932). Interpretation of Band Spectra.
[1088] W. Heitler, Quantum theory of radiation, Oxford 1936.
[1089] M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig, Barth 1923.
[1090] A. A. Lorentz, Theorie der Strahlung, 2. Auflage 1927, Leipzig.
[1091] E. W. Schpolski, Atomphysik I., Dtsch. Übersetzung Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1954.
[1092] Р. Мекке, УФН 9, 630 и 757, 1929.
[1093] W. Grotrian, Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen. I und II. Teil, Springer 1928.
[1094] В. А. Фабрикант, Механизм излучения газового разряда. Сборник «Электронные и ионные приборы», под ред. П. В. Тимофеева, Турды ВЭИ, вып. 41, Госэнергоиздат, 236—296, М.-Л. 1940. (Strahlungsmechanismus einer Gasentladung; mit Literaturverzeichnis; siehe in dem Buch Elektronen- und Ionengeräte, Moskau-Leningrad 1940).
[1095] H. Margenau and W. W. Watson. Rev. of Mod. Phys. 8, 22—53, 398 (1936), Pressure Effects on Spectral Lines.
[1096] W. Finkelnburg, Kontinuierliche Spectra, Berlin (1938), Kap. IV.
[1097] A. Unsold, Physik der Stern-Atmosphären, Berlin (1938), Kap. IV.
[1098] С. Л. Мандельштам, Введение в спектральный анализ, Гостехиздат, М.-Л. (1946) (Einführung in die Spektralanalyse).

[1099] Б. Н. Клярфельд, ДАН СССР, 25, 658 (1939), Исследование положительного столба в парах калия (Untersuchung der positiven Säule in Ka-Dämpfen).
[1100] C. Bol, Ingenieur (Utrecht) 50 (1935), E 91—92.
[1101] N. Morgulis, Phys. Zs. d. Sowjetun. 5, 407 (1934).
[1102] F. Mohler, U. S. Bureau of Stand. Research Journ. 9, 493 (1932).
[1103] В. Фабрикант, Ф. Бутаева и И. Цирг, Phys. Zs. d. Sowjetun. 13, 29 (1938).
[1104] D. S. Roshdestwenski, Ann. d. Phys. 39, 307 (1912).
[1105] K. T. Compton, Phys. Rev. 20, 283 (1922); Phil. Mag. 45, 752 (1923).
[1106] L. Ornstein, Journ. d. Phys. et le Radium, 4 613 (1938); L. Ornstein und H. Brinkmann, Physica 1, 797 (1934).
[1107] В. А. Фабрикант, ЖЭТФ 8, 549 (1938), К количественной теории возбуждения атомов в газовом разряде (Zur quantitativen Theorie der Anregung von Atomen in einer Gasentladung).
[1108] В. Фабрикант, Ф. Бутаева и И. Цирг, ЖЭТФ 8, 35 (1938), Ступенчатое возбуждение атомов в ртутном разряде низкого давления (Stufenförmige Anregung der Atome in einer Quecksilberniederdruckentladung).
[1109] Ф. Бутаева и В. Фабрикант, Изв. АН СССР, сер. физич. 9, 230 (1945), О резонансном излучении разряда в смеси паров ртути и аргона (Über die Resonanzstrahlung der Entladung in einer Hg-Ar-Gasmischung).
[1110] Б. М. Яворский, Изв. АН СССР, сер. физич. 9, 233 (1945), Вероятность кумулятивных процессов при соударении электронов с атомами (Die Wahrscheinlichkeit kumultativer Prozesse beim Stoß zwischen Elektronen und Atomen).
[1111] F. Rössler, Phys. Zs. 39, 902 (1938); Zs. f. techn. Phys. 19, 588 (1938), Über die Strahlung der $\lambda = 2537$ Å in der Hg-Niederdruckentladung.
[1112] В. Фабрикант, А. Канель и Ф. Бутаева, Phys. Zs. d. Sowjetun. 10, 315 (1936), Влияние давления на разряд в парах Hg и Cd (Einfluß des Druckes auf die Entladung in Hg- und Cd-Dämpfen).
[1113] O. S. Duffendack and O. G. Koppius, Phys. Rev. 55, 1199 (1939), The Variation with the Density of Mercury Vapour of the Intensitivity of the Spectral Lines of Mercury Excited by Electron Impact.
[1114] А. А. Власов и В. С. Фурсов, ЖЭТФ 6, 751 (1936), Теория ширины спектральных линий в однородном газе (Theorie über die Breite der Spektrallinien in Gasen).
[1115] А. А. Власов, ЖЭТФ 4, 24 (1934), Замечания к теории уширения спектральных линий (Bemerkungen zur Theorie der Spektrallinienverbreiterung).
[1116] M. J. Druyvesteyn, Zs. f. Phys. 57, 292 (1929), Das Nachleuchten von Glimmlampen mit Neon, Argon und Neon mit einigen Prozent Argon.
[1117] F. M. Penning, Phys. Zs. 27, 187 (1926).
[1118] R. Seeliger, Phys. Zs. 30, 929 (1926).
[1119] H. O. Kneser, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. 8, 229—257, Der aktive Stickstoff, Springer 1929 (Zusammenfassung mit einem Verzeichnis der älteren Literatur).
[1120] M. Trautz, Zs. f. Elektrochemie 25, 297 (1919).
[1121] M. N. Saha and N. K. Sur, Phil. Mag. 48, 421 (1924).
[1122] R. T. Birge, Nature 114, 642 (1924).
[1123] P. Lewis, Astrophys. Journ. 18, 258 (1903).
[1124] R. I. Strutt, Proc. Roy. Soc., London, A 86, 262 (1912).
[1125] H. Sponer, Zs. f. Phys. 34, 622 (1925).
[1126] G. Herzberg, Nature 122, 505 (1929); Zs. f. Phys. 46, 878 (1928).
[1127] R. T. Birge and R. S. Mulliken, Nature 122, 842 (1929).
[1128] M. Pirani, Wissenschaftliche Veröffentl. aus dem Siemens-Konzern, Bd I, Heft 1 (1920).
[1129] И. А. Эльцин, ЖТФ 2, 846 (1932).
[1130] G. Cario, Zs. f. Phys. 89, 523 (1934).

[1131] A. G. Gandon, Nature 133, 984 (1934).
[1132] F. H. Newman, Phil. Mag. 20, 777 (1935).
[1133] R. H. Randall and H. W. Webb, Phys. Rev. 48, 544 (1935).
[1134] E. M. Stoddart, Proc. Roy. Soc., London A 147, 454 (1934); A 153, 152 (1935).
[1135] V. Kondratjew, Phys. Zs. d. Sowjetun. 11, 320 (1937).
[1136] M. M. Mann and W. M. Nielsen, Phys. Rev. 46, 991 (1934).
[1137] G. Cario und J. Kaplan, Nature 121, 906, 1928; Zs. f. Phys. 58, 769 (1929).
[1138] G. Cario und U. Stille, Zs. f. Phys. 107, 396 (1937).
[1139] U. Stille, Zs. f. Phys. 109, 491 (1938).
[1140] J. Kaplan, Phys. Rev. 50, 584 (1936); 54, 176 (1938).
[1141] D. B. McNeill and K. F. Harvey, Phil. Mag. 25, 471 (1938); 26, 502 (1938) (Einfluß von Zusätzen auf das Nachleuchten des Stickstoffs).
[1142] D. B. McNeill and K. F. Harvey, Phil. Mag. 26, 502 (1938), Some Aspects of Nitrogen Afterglow.
[1143] R. I. Strutt, Proc. Roy. Soc., London A 85, 219 (1911); A 86, 56 und 262 (1912); A 87, 179 (1912); A 88, 539 (1913); A 91, 303 (1915); A 92, 438 (1916); A 93, 254 (1917).
[1144] R. I. Strutt and A. Fowler, Proc. Roy. Soc., London, A 85, 377 (1911); A 86, 105 (1912).
[1145] Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc., London, A 102, 453 (1923); A 151, 567 (1935).
[1146] Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc., London, A 176, 1 (1940), New Studies on Active Nitrogen. Brightness of the Afterglow under Varied Conditions of Concentration and Temperature.
[1147] B. Lewis, Nature, 121, 938 (1928) (Nachleuchten des Stickstoffs).
[1148] H. O. Kneser, Ann. d. Phys. 87, 717 (1928); Phys. Zs. 29, 895 (1928).
[1149] D. E. Debeau, Phys. Rev. 61, 668 (1942), Nature of Reactions Ocurring in the Production of the Afterglow of Active Nitrogen and the Effect of Temperature on the Phenomena.
[1150] M. H. Hebb and H. Sponer, Phys. Rev. 59, 925 (1941), On the Mechanism of the Nitrogen Afterglow.
[1151] R. C. Garth and G. E. Moore, Phys. Rev. 60, 208, 216 (1941), Studies of the Afterglow in Hg Vapor.
[1152] J. Stark, Ann. d. Phys. 14, 520 (1904).
[1153] R. I. Strutt, Proc. Roy. Soc., London A 91, 92 (1914).
[1154] Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc., London A 108, 262 (1925), A 114, 620 (1927).
[1155] L. J. Hayner, Zs. f. Phys. 35, 365 (1926).
[1156] H. W. Webb and D. Sinclair, Phys. Rev. 37, 182 (1931).
[1157] R. H. Randall and H. W. Webb, Phys. Rev. 48, 549 (1935) (Erklärung des Nachleuchtens von Hg bei Dreierstößen).
[1158] F. L. Mohler, Nat. Bur. of Stand. Journ. of Research 19, 559 (1937).
[1159] R. Grübling, Ann. d. Phys. 37, 453 (1940), Über die Lebensdauer freier Elektronen im nachleuchtenden Quecksilberdampf.
[1160] H. W. Webb and D. Sinclair, Phys. Rev. 37, 182 (1931) (Nachleuchten von Quecksilberdämpfen bei Dionisation).
[1161] G. Herzberg, Ann. d. Phys. 84, 553 (1927).
[1162] J. D. Craggs, W. Hopwood and J. M. Meek, Journ. of Appl. Phys. 18, 919 (1947), On the Localized Afterglows Observed with Long Sparks in Various Gases.
[1163] F. Rössler, Zs. f. Phys. 110, 352 (1938); 112, 667 (1939); 122, 285 (1944) (Über kontinuierliche Emissionsspektren eines Quecksilberhochdruckbogens).
[1164] R. Rompe, P. Schulz und W. Thouret, Zs. f. Phys. 112, 369 (1939) (Über kontinuierliche Emissionsspektren eines Quecksilberhochdruckbogens).

[1165] P. Schulz, Zs. f. Phys. 119, 167 (1942) (Über kontinuierliche Emissionsspektren eines Quecksilberhochdruckbogens).

[1166] A. Unsöld, Ann. d. Phys. 33, 607 (1938) (Über das kontinuierliche Spektrum des Quecksilberhochdruckbogens und in anderen Fällen von Gasentladungen).

[1167] W. Elenbaas, Physika 6, 299 (1939) (Experimentelle Untersuchungen der Hg-Strahlungen bei Höchstdrucken).

[1168] W. Finkelnburg und O. Th. Hahn, Zs. f. Phys. 122, 36 (1944); Naturwissenschaften 30, 468 (1942) (Über Rekombinations- und Bremsstrahlung in Gasentladungen).

[1169] W. Finkelnburg, Zs. f. Phys. 88, 297, 763 und 678 (1934) (Über die kontinuierliche Emission in Gasentladungen).

[1170] R. Rompe und P. Schulz, Zs. f. Phys. 108, 654 (1937); 110, 223 (1938) (Über die Verbreiterung der Spektrallinien in Quecksilberhochdruckentladungen).

[1171] H. Maecker, Zs. f. Phys. 114, 500 (1939); 116, 257 (1940) (Kontinuierliche Emissionsspektren eines Kohlebogens).

[1172] W. Lochte-Holtgreven und H. Maecker, Zs. f. Phys. 105, 1 (1937) (Temperaturbestimmung im frei brennenden Bogen mit Hilfe der CN-Banden).

[1173] H. Schubert, Ann. d. Phys. 39, 295 (1941) (Energieverteilung in kontinuierlichen Funkenspektren in Flüssigkeiten).

[1174] K. G. Kessler and R. A. Wolfe, Journ. Opt. Soc. Amer. 37, 133 (1947), The Measurements of the Intensity Ratios of Spectral Lines with Electron Multiplier Photo-Tubes.

[1175] N. R. Towde and G. K. Metha, Phys. Rev. 69, 245 (L) (1946), Spectrum of High Frequency Discharge in Air in Relation to Active Nitrogen.

[1176] И. И. Левинтов, ЖТФ 17, 781 (1947), Исследование температуры возбуждения в канале импульсного разряда при атмосферном давлении (Untersuchung der Anregungstemperatur in einem Impulsentladungsrohr bei atmosphärischem Druck).

[1177] И. И. Левинтов Изв. АН СССР, серия физич. 11, 229 (1947) (Über die kontinuierliche Strahlung und die Ionisationstemperatur einer Impulsentladung bei atmosphärischem Druck).

[1178] О. П. Семёнова, Изв. АН СССР, серия физическая, 11, 246 (1947) (Temperatur und Intensität der Spektrallinien im Lichtbogen bei vermindertem Druck).

[1179] С. Л. Мандельштам, ЖЭТФ 17, 757 (1947). Об учёте реабсорбции спектральных линий в источниках возбуждения спектра (Über die Reabsorption der Spektrallinien in den Anregungszentren des Spektrums bei der Bestimmung der Gastemperatur).

[1180] В. Г. Алексеева и С. Л. Мандельштам, ЖЭТФ 17, 759 (1947), Определение температуры газа по интенсивности излучения и по методу обращения линий (Bestimmung der Gastemperatur mit Hilfe der Strahlungsintensität und durch die Methode der Linienumkehr).

[1181] В. И. Данилова, Изв. АН СССР, серия физическая 11, 252 (1947), Ширина линии лития 4132 Å и концентрация электронов в плазме дугового разряда (Breite der Lithium-Linie 4132 Å und die Elektronenkonzentration im Plasma einer Bogenentladung).

[1182] М. М. Сущинский, Изв. АН СССР, серия физическая 11, 348 (1947), Фотометрический метод определения формы и ширины спектральных линий (Photometrische Bestimmung der Form und der Breite von Spektrallinien).

[1183] В. В. Кандыба, Изв. АН СССР, серия физическая 12, 387 (1948), Об измерении температуры пламени методом фотоэлектрической спектроскопии (Über die Messung der Flammentemperatur mit Hilfe der photoelektrischen Spektroskopie).

[1184] Н. Н. Соболев, Изв. АН СССР, серия физическая 12, 386 (1948); ЖЭТФ 19, 25 (1949). Об измерении температуры пламени по линиям атомных спектров (Bestimmung der Flammentemperatur durch die Linien der Atomspektren).
[1185] А. Д. Сахаров, Изв. АН СССР, серия физическая 12, 372 (1948), Температура возбуждения в плазме газового разряда (Über die Anregungstemperatur im Plasma einer Gasentladung).
[1186] В. П. Сычёв, Изв. АН СССР 12, 382 (1948), Исследование температуры возбуждения и температуры газа в зависимости от давления в разряде промежуточного типа между тлеющим и дуговым (Bestimmung von Gas- und Anregungstemperatur in einem zwischen Glimm- und Bogenentladung liegenden Entladungstyp in Abhängigkeit vom Druck).
[1187] Ф. А. Бутаева и В. А. Фабрикант, ЖТФ 18, 1127 (1948); Изв. АН СССР, серия физическая 13, 271 (1949), Влияние параметров разряда на интенсивность резонансных линий ртути 1850 Å и 2537 Å (Einfluß der Entladungsparameter auf die Intensität der Quecksilberresonanzlinien 1850 Å und 2537 Å).
[1188] Л. Биберман, ЖЭТФ 17, 781 (1947); 18, 575 (1948), О диффузии резонансного излучения (Über die Diffusion der Resonanzstrahlung).
[1189] В. А. Фабрикант, ЖЭТФ 17, 1037 (1947), Люминесцирующие зонды и диффузия излучения в газах (Lumineszierende Sonden und Strahlungsdiffusion in Gasen).
[1190] Ю. М. Каган и В. М. Захарова, ЖЭТФ 18, 52 (1948), Влияние каскадных переходов на вид функции возбуждения линий ртути (Einfluß der Kaskadenübergänge auf die Form der Anregungsfunktion der Quecksilberlinien).
[1191] Л. М. Биберман, ЖЭТФ 19, 584 (1949), Нарушение термодинамического равновесия в плазме, вызванное выходом излучения (Verletzung des thermodynamischen Gleichgewichts im Plasma, die durch die Emission der Strahlung hervorgerufen wird).
[1192] С. Л. Мандельштам и Н. Н. Соболев, ЖЭТФ 20, 329 (1950), Об уширении спектральных линий под действием ионов и электронов (Spektrallinienverbreiterung unter der Einwirkung von Ionen und Elektronen; Theorie).
[1193] J. Kaplan, Phys. Rev. 73, 494 (1948). Active Nitrogen.
[1194] S. K. Mitra, Phys. Rev. 74, 1637 (1948), Active Nitrogen.
[1159] Yin-Yuan-Li, Phys. Rev. 76, 972 (1949), Process of Ionization in Active Nitrogen.
[1196] R. B. Holt, J. M. Richardson, B. Howland and B. T. Clure, Phys. Rev. 77, 239 (1950), Recombination Spektrum and Electron Density. Measurements in Neon Afterglows.
[1197] R. G. Fowler and O. S. Duffendack, Phys. Rev. 76, 81 (1949), Radiative Processes in Thermoionically Controlled Discharges in Helium.
[1198] W. Lochte-Holtgreven, Zs. f. Phys. 64, 443 (1930); 67, 590 (1931).
[1199] P. Schulz, Ann. d. Phys. (6) 1, 95 und 107 (1947), Elektrische Entladungen in Edelgasen bei hohen Drücken.
[1200] W. Lochte-Holtgreven und H. Maecker, Zs. f. Phys. 105, 1 (1937).
[1201] T. Horie, Proc. Phys. -Math. Soc. of Japan 22, 787 (1940).
[1202] Horst and Krygsmann, Physica 1, 114 (1934).
[1203] Штандель, ЖТФ 17, 387 (1947), К теории метода обратимости спектральных линий для измерения высоких температур (Zur Theorie der Methode der Spektrallinienumkehr bei der Messung hoher Temperaturen).
[1204] Petrie, Amer. J. Physics 16, 378 (1948).
[1205] G. Busz und P. Schulz, Ann. der Phys. 6, 232 (1949).
[1206] R. G. Fowler and O. S. Duffendack, Phys. Rev. 76, 81 (1949). Radiative Processes in Thermoionically Controlled Discharges.
[1207] F. N. Edmonds Jr., Phys. Rev. 78, 424 (1950), On the Diffusion of Imprisoned Resonance Radiation.

[1208] Д. А. Гоухберг, Изв. АН СССР, ОТН, № 9, 1297 (1949), Характеристики дугового разряда в тяжёлых инертных газах при сверхвысоком давлении (Bogenentladungscharakteristiken in schweren inerten Gasen bei sehr hohem Druck).

zu Kapitel XII

[1209] W. Weizel, R. Rompe und M. Schön, Zs. f. Phys. 115, 179 (1940).
[1210] W. Kaufmann, Ann. d. Phys. 2, 158 (1900).
[1211] F. M. Penning, Phys. Zs. 33, 816 (1932); Naturwissensch. 19, 1024 (1930) (Behandlung der Stabilität des Betriebszustandes in den Anfangsstadien einer selbständigen Entladung bei Beachtung der Besonderheiten im Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik).

zu Kapitel XIII

Monographien und zusammenfassende Arbeiten

[1212] O. W. Schumann, Elektrische Durchbruchsfeldstärke in Gasen, Berlin 1923.
[1213] L. B. Loeb, Rev. Mod. Phys. 8, 277 (1936).
[1214] W. Rogowski, Zs. f. Phys. 100, 1 (1936); 114, 1—52 (1939); 117, 265—284 (1941) (Überblick über die Rogowskische Theorie und deren weitere Entwicklung).
[1215] W. Rogowski УФН 13, 593 (1933).
[1216] A. Hippel, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 14, 79 (1935).
[1217] J. S. Townsend, Phil. Mag. 6, 598 (1903).
[1218] J. S. Townsend, Phil. Mag. 1, 198 (1901); 3, 557 (1902); 5, 389 (1903); 8, 738 (1904); 9, 289 (1905); 11, 729 (1946); 27, 789 (1914).
[1219] F. H. Sanders, Phys. Rev. 41, 667 (1932); 44, 128 und 1021 (1933).
[1220] R. Hellmann, Zs. f. Phys. 91, 556 (1934).
[1221] D. Posin, Phys. Rev. 47, 258 (1935); 50, 650 (1936).
[1222] F. M. Penning and A. A. Kruithoff, Physica 3, 515 (1936).
[1223] K. Masch, Arch. f. Elektrotechn. 26 587 (1933).
[1224] K. T. Compton, Phys. Rev. 7, 489, 501, 509 (1916); 11, 234 (1918).
[1225] W. E. Bowls, Phys. Rev. 51, 147 (1937); 52, 253 (1937); 53, 293 (1938) (α in N_2).
[1226] D. H. Hale, Phys. Rev. 54, 241 (1938) (α in H_2).
[1227] A. A. Kruithoff, Physica 7, 519 (1940) (α in Ne, Ar, Kr, Xe).
[1228] O. Zeier, Ann. d. Phys. 14, 415 (1932) (Abweichungen vom Paschenschen Gesetz).
[1229] R. N. Varney, H. J. White, L. B. Loeb and D. Q. Posin, Phys. Rev. 48, 818 (1935).
[1230] S. P. McCallum and L. Klatzow, Phil. Mag. 17, 291 (1934).
[1231] M. Steenbeck, Naturwiss. 17, 981 (1929); Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konz. 8, Heft 3, 84 (1930); 9, Heft 1, 42 (1930); Arch. f. Elektrotechn. 26, 306 (1932).
[1232] E. L. E. Wheatcroft and H. Barker, Phil. Mag. 20, 571 (1935).
[1233] Г. А. Тягунов, Изв. АН СССР ОМЭН, стр. 453 (1938), О зажигании электрического разряда в газе. (Über die Zündung der elektrischen Entladung im Gas.)
[1234] A. Köhler, Arch. f. Elektrotechn. 30, 528 (1936).
[1235] С. К. Моралёв, Phys. Zs. d. Sowjetun. 12, 89 (1937); ЖТФ 7, 764 (1937).
[1236] M. J. Druyvesteyn, Physica 3, 65 (1936).
[1237] И. И. Глотов, ЖТФ 7, 1418 (1937); Phys. Zs. d. Sowjetun. 13, 84 (1938).
[1238] Г. А. Тягунов, ЖТФ 5, 889 (1935), Решение стационарных уравнений Таунсенда для общего случая (Stationäre Lösung der Townsendschen Gleichungen für den allgemeinen Fall).

[1239] M. v. Laue, Ann. d. Phys. 76, 261 (1925).
[1240] K. Zuber, Ann. d. Phys. 76, 231 (1925); 81, 205 (1926).
[1241] W. Braunbeck, Zs. f. Phys. 9, 6 (1926).
[1242] W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 16, 496 (1926); 22, 99 (1928).
[1243] A. v. Hippel und J. Franck, Zs. f. Phys. 57, 696 (1929).
[1244] Н. Капцов, ЖТФ 2, 200 (1932).
[1245] W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 23, 569 (1930).
[1246] И. И. Глотов, Phys. Zs. d. Sowjetun. 12, 234 (1937), ЖЭТФ 7, 1005 (1937).
[1247] И. И. Глотов, ЖЭТФ 7, 1143 (1927), Phys. Zs. d. Sowjetun. 12, 256 (1937).
[1248] W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 26, 643 (1932).
[1249] W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 25, 551 (1931).
[1250] W. Rogowski, Phys. Zs. 33, 797 (1932).
[1251] M. Steenbeck, Zs. f. techn. Phys. 10, 480 (1929), Die Aufbauzeit von Glimmentladungen.
[1252] A. Güntherschulze, Zs. f. techn. Phys. 11, 76 (1930) (Bemerkungen zu [1251]).
[1253] W. Rogowski, Phys. Zs. 33, 797, 1932; Zs. f. Phys. 82, 473 (1933); Arch. f. Elektrotechn. 27, 523, 857 (1933).
[1254] G. Holst und E. Osterhuis, Verh. Kon. Akad. van. Wet., Amsterdam 29, 849 (1920); 30, 10 (1921).
[1255] G. Holst and E. Osterhuis, Physica 1, 84 (1921).
[1256] L. I. Newmann, Proc. Nat. Acad. Amer. 15, 259 (1929).
[1257] B. Frey, Ann. d. Phys. 85, 381 (1928).
[1258] E. Meyer, Ann. d. Phys. 58, 297 (1919); 65, 335 (1921).
[1259] F. M. Penning, Zs. f. Phys. 46, 335 (1928); 57, 723 (1929); 72, 338 (1931).
[1260] L. B. Loeb, Phys. Rev. 38, 1891 (1931).
[1261] F. M. Penning and C. C. J. Addink, Physica 1, 1007 (1934).
[1262] F. M. Penning, Physica 1, 1028 (1934).
[1263] B. Klarfeld, Zs. f. Phys. 78, 111 (1932).
[1264] И. И. Балог, ЖЭТФ 6, 481 (1936).
[1265] С. К. Моралёв, Phys. Zs. d. Sowjetun. 12, 667 (1937); ЖЭТФ 7, 1430 (1937).
[1266] E. W. Pike, Phys. Rev. 47, 811 (1935); 49, 513 und 515 (1936).
[1267] И. И. Глотов, ЖЭТФ 7, 1037 (1937); Phys. Zs. d. Sowjetun. 12, 234 (1937).
[1268] R. W. Smith and O. S. Duffendack, Phys. Rev. 47, 473 (1935).
[1269] F. Lewi, Ann. d. Phys. 6, 409 (1930).
[1270] А. В. Афанасьева и Н. А. Капцов, ЖТФ 3, 1004 (1933).
[1271] N. R. Campbell, Phil. Mag. 40, 585 (1920); 3, 945, 1041 (1927).
[1272] П. В. Тимофеев, ЖТФ 4, 1182 (1934).
[1273] W. Rogowski und W. Fuchs, Zs. f. techn. Phys. 29, 362 (1935).
[1274] W. Rogowski und A. Wallraff, Zs. f. Phys. 97, 758 (1935); 102, 183 (1936).
[1275] C. Deimel, Phys. Zs. 37, 610 (1936).
[1276] H. J. White, Phys. Rev. 48, 113 (1935).
[1277] R. Schade, Phys. Zs. 37, 817 (1936); Zs. f. techn. Phys. 17, 391 (1936).
[1278] W. Rogowski, Naturwissenschaften 25, 448 (1937).
[1279] W. Fuchs, Zs. f. Phys. 92, 467 (1934); 98, 666 (1936); Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 16, 47 (1935).
[1280] W. Seitz und W. Fuchs, Naturwissensch. 24, 346 (1936); Zs. f. techn. Phys. 17, 387 (1936).
[1281] В. К. Лебединский, Возникновение электрической искры и светоэлектрическое действие. Изв. Петроградск. Политехн. Инст. 1916, 145; ЖРФХО, ч. физич. 33, 48 (1900); Электричество (1900), № 7, 105, № 10/11, 148 (Entstehung des elektrischen Funkens und die lichtelektrische Wirkung).
[1282] И. Ф. Кварцхава, ЖТФ 6, 3 (1936).
[1283] Seeliger und Schmeckel, Phys. Zs. 26, 471 (1925).

[1284] G. Holst und E. Osterhuis, Phil. Mag. 46, 1117 (1923); Physica 1, 78 (1921).
[1285] M. J. Druyvesteyn, Zs. f. Phys. 73, 33 (1931).
[1286] W. O. Schumann, Zs. f. techn. Phys. 11, 131 (1930).
[1287] W. Rogowski, Zs. f. Phys. 60, 776 (1930).
[1288] E. Dubois, Annales de Physique 20, 113 (1923).
[1289] Г. В. Спивак и П. В. Тимофеев, ЖТФ 2, 366 (1932).
[1290] Abbee Tilles, Phys. Rev. 46, 1015 (1934).
[1291] R. R. Wilson, Phys. Rev. 49, 210 (1936); 50, 1082 (1936).
[1292] M. Messner, Arch. f. Elektrotechn. 30, 133 (1936).
[1293] H. J. White, Phys. Rev. 49, 507 (1936).
[1294] J. J. Sämmer, Zs. f. Phys. 81, 353 (1933).
[1295] Г. А. Тягунов, ЖТФ 5, 889 (1935).
[1296] Н. А. Капцов, ЖЭТФ 4, 405 (1934).
[1297] Н. А. Капцов, ЖЭТФ 5, 465 (1935); Phys. Zs. d. Sowjetun. 6, 82 (1934).
[1298] K. Zuber, Ann. d. Phys. 12, 665 (1932).
[1299] H. Fricke, Zs. f. Phys. 78, 59 (1932).
[1300] A. Palm, Arch. f. Elektrotechn. 28, 296 (1934).
[1301] S. S. Cerwin, Phys. Rev. 46, 1054 (1934).
[1302] G. M. Kovalenko, ДАН СССР 1, 15 (1936).
[1303] John Thomson, Phil. Mag. 21, 1057 (1936).
[1304] N. E. Bradbury, Phys. Rev. 40, 980 (1932).
[1305] L. A. Joung and N. E. Bradbury, Phys. Rev. 43, 34 (1933).
[1306] M. Cravath, Phys. Rev. 45, 138 (1934).
[1307] H. Luft, Archiv f. Elektrotechnik 31, 93 (1937) (Verringerung von U_z bei hohen Frequenzen).
[1308] H. Böcker, Arch. f. Elektrotechn. 31, 166 (1937) (Verringerung von U_z bei hohen Frequenzen).
[1309] H. J. Lindehovius, Physica 4, 1212 (1937) (Änderung von U_z mit der Frequenz).
[1310] E. W. Seward, JIEE 84, 288 (1939) (Änderung von U_z mit der Frequenz).
[1311] R. Strigel, Wiss. Verh. a. d. Siemens-Werken 15, T. 1, 13 (1936)
[1312] F. M. Penning, Physica 3, 563 (1936).
[1313] R. Schade, Zs. f. Phys. 104, 487 (1937), Über die Aufbauzeit einer Glimmentladung.
[1314] G. Hertz, Zs. f. Phys. 106, 102 (1937), Zur Frage der Spannungsabhängigkeit des Zündverzuges.
[1315] W. Braunbeck, Zs. f. Phys. 107, 180 (1937).
[1316] Müller-Ströbel, Arch. f. Elektrotechn. 32, 721 (1938); 33, 717 (1939).
[1317] J. Slepian and W. E. Berkay, Journ. of Appl. Phys. 11, 765 (1940). Spark Gaps with Short Time Lag.
[1318] R. W. Engström, Phys. Rev. 57, 73 (1940).
[1319] J. D. Cobine and E. C. Easton, Journ. of Appl. Phys. 14, 321 (1942) (Bei großen Gasdrucken).
[1320] M. Newman, Phys. Rev. 52, 652 (1937).
[1321] R. Zouckermann, C. R. 204, 964 (1937) (Einfluß der Stöße 2. Art auf U_z).
[1322] J. Kesaev, Journ. of Techn. Phys. USSR 4, 68 (1937) (Einfluß von Cd-Dämpfen in Hg auf U_z).
[1323] B. Klarfeld, Zs. f. Phys. 78, 111 (1932).
[1324] F. M. Penning, Phil. Mag. 11, 961 (1930).
[1325] C. M. Hudson, L. E. Hoisington and L. E. Royds, Phys. Rev. 52, 664 (1937) (U_z in Gemischen von Luft mit CCl_2, F_2 mit SO_2).
[1326] Б. Клярфельд и А. Гусева, ЖТФ 8, 1034 (1938) (U_z in Quecksilberdämpfen).
[1327] E. Finkelmann, Arch. f. Elektrotechn. 31, 282 (1937) (U_z in N_2, CO_2, H_2, Luft bei hohem Druck).

[1328] Llewellyn-Jones and W. R. Galloway, Nature 138, 973 (1936) (U_z des Hg-Dampfes).
[1329] E. J. Lawton and K. H. Kingdon, Phys. Rev. 50, 1095 (1936) (U_z des Hg-Dampfes).
[1330] M. T. Rodine and R. G. Herb, Phys. 51, 508 (1937) (U_z in Luft mit einer Beimischung von CCl_4).
[1331] R. R. Quinn, Phys. Rev. 55, 240 und 482 (1939) (U_z bei niedrigem Druck; γ-Bestimmung).
[1332] H. H. Skilling, Trans. AIEE 58, 161 (1939) (U_z bei hohen Drücken).
[1333] A. H. Howell, Trans. AIEE 58, 193 (1939) (U_z bei hohen Drücken).
[1334] F. L. Jones, Nature, Seite 854 (1939); Phil. Mag. 28, 328 (1939), Sparking Potential of Deuterium.
[1335] F. L. Jones and J. P. Henderson, Phil. Mag. 28, 185 und 192 (1939) (U_z in H_2; Einfluß der Kathode).
[1336] I. Goldman and B. Wul, Journ. of Techn. Phys. USSR 1, 497 (1934); 3, 16 (1936).
[1337] E. Badarau and L. Constantinesko, C. R. 207, 217 und 279 (1938); Bull. Soc. Roumaine de Physiqus 39, 45 und 72 (1938) (U_z in Benzindämpfen).
[1338] H. Klemperer, Zs. f. techn. Phys. 19, 270 (1938) (U_z in He, Ar, Ne, Kr, Xe).
[1339] G. H. Fett, Phys. Rev. 54, 589 (1938).
[1340] М. Коваленко, ДАН СССР 14, 545 (1937) (Einfluß von CCl_4, auf U_z in Luft).
[1341] R. Grigorovici, Zs. f. Phys. 111, 596 (1939), Bull. Soc. Roumaine Phys. 38, 7 (1937), № 68 (U_z in Hg-Dämpfen bei verschiedenen Kathoden).
[1342] H. Neuert, Phys. Zs. 39, 309 (1938).
[1343] И. М. Гольдман, ДАН СССР 18, 89 (1938).
[1344] F. Ehrenkranz, Phys. Rev. 54, 239 (1938); 55, 219 (1939) (U_z in Ar, N_2, H_2 bei Kathoden aus Pt und Na).
[1345] А. М. Бонч-Бруевич, М. В. Гликина и Б. М. Гохберг, ЖЭТФ 10, 171 (1940) (Widerspruch zur modernen Theorie des Gasdurchschlags).
[1346] H. Scholtheis, Arch. f. Elektrotechn. 34, 237 (1940) (U_z in einem inhomogenen Feld).
[1347] R. Schade, Zs. f. Phys. 105, 595 (1937) (Herabsetzung von U_z bei Belichtung der Kathode).
[1348] W. Fuchs, Zs. f. Phys. 103, 709 (1936) (Herabsetzung von U_z bei pulsierender Belichtung).
[1349] A. A. Kruithoff and F. M. Penning, Physica 5, 203 (1938) (Einfluß des Photoeffekts auf die Zündung der Entladung bei hohen Drücken in Edelgasen).
[1350] W. Rogowski und A. W. Wallraff, Zs. f. Phys. 108, 1 (1938), Zündung und Zündspannungsänderung.
[1351] R. Schade, Zs. f. Phys. 111, 437 (1939) (Einfluß des Photoeffekts der Kathode auf U_z).
[1352] C. Brinkmann, Zs. f. Phys. 111, 737 (1939), Arch. f. Elektrotechn. 33, 121 (1939) (Einfluß des Photoeffektes der Kathode auf U_z).
[1353] H. Büttner, Zs. f. Phys. 111, 750 (1939). Die Anfangscharakteristiken der Townsendentladung in Edelgasen (Fallende Charakteristik).
[1354] W. Fuchs and G. Schumacher 112, 605 (1939) (Herabsetzung von U_z bei Belichtung).
[1355] R. Schade, Phys. Zs. 38, 1021 (1937); Zs. f. Phys. 108, 353 (1938) (Herabsetzung von U_z, Einwand von Rogowski).
[1356] M. Toepler, Phys. Zs. 39, 523 (1938) (Herabsetzung von U_z bei Belichtung).
[1357] W. Fuchs und H. Bongartz, Zs. f. techn. Phys. 20, 205 (1939) (Herabsetzung von U_z bei Belichtung).

[1358] W. Fuchs und F. Kettel, Zs. f. Phys. 116, 657 (1940) (Herabsetzung von U_z bei Belichtung).
[1359] J. M. Meek, Proc. Phys. Soc. 52, 547 (1940) (Herabsetzung von U_z bei Belichtung).
[1360] A. Leemann, Helv. Phys. Acta 12, 5, Seite 397 (1939) (U_z in H_2 und D_2).
[1361] W. Fuchs und W. Seitz, Zs. f. Phys. 103, (1937), Naturwissenschaften 25, 166 (1937) (Herabsetzung von U_z bei Belichtung).
[1362] W. Fuchs, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 18, 18 (1937).
[1363] R. Schade, Naturwissenschaften 24, 813 (1936).
[1364] E. W. P. Gill and F. B. Pidduck, Phil. Mag. 16, 286 (1908) (α in Argon).
[1365] T. L. B. Ayres, Phil. Mag. 45, 353 (1923).
[1366] D. Q. Posin, Phys. Rev. 48, 483 (1935) (Über den β-Koeffizienten).
[1367] A. A. Kruithoff and F. M. Penning, Physica 4, 430 (1937) (α in Ne-Ar-Gemischen).
[1368] W. S. Huxford, Phys. Rev. 54, 313 (1938); 55, 754 (1939) (α in Argon).
[1369] R. Schöfer, Zs. f. Phys. 110, 21 (1938) (Bestimmung von γ).
[1370] A. Grosseries, Physica 6, 458 (1939) (Bestimmung von α und γ).
[1371] D. H. Hale, Phys. Rev. 55, 815 (1939) (Bestimmung von α).
[1372] K. G. Emeleus, R. Winstanley-Lunt and C. A. Meek, Proc., Roy. Soc. London, A 156, 394 (1936); A 157, 146 (1936) (Berechnung des Koeffizienten α).
[1373] А. А. Зайцев, ЖЭТФ 9, 469 (1939); ДАН СССР 23, 229 (1939), Вычисление коэффициента α Таунсенда (Berechnung des Townsend-Koeffizienten α).
[1374] W. Rogoswki, Zs. f. Phys. 115, 257 (1940), Rückwirkung durch metastabile Atome und Durchschlagsenkung bei Edelgasen.
[1375] W. Rogowski und A. Wallraff, Zs. f. Phys. 106, 212 (1937) (Über die Anwendungsgrenzen der Rogowskischen Theorie).
[1376] G. Mierdel und M. Steenbeek, Zs. f. Phys. 106, 311 (1937), Säulenzündung und Townsendsche Theorie.
[1377] R. Seeliger und K. Boek, Zs. f. Phys. 110, 717 (1939), Zur Theorie der Zündung langer positiver Säulen.
[1378] W. Bartholomeyczyk, Zs. f. Phys. 116, 235 (1940), Townsendsche Zündbedingung und Aufbauzeit einer Entladung.
[1379] Д. И. Блохинцев, Б. М. Вул и Я. М. Парнас, ЖТФ 10, 357 (1940), Пробой в сжатом газе при больших давлениях и малых расстояниях (Durchschlag in einem Gas bei hohem Druck und kleinen Abständen).
[1380] B. Davydow, Phys. Rev. 64, 156 (1943), The Electron Breakdown and Cumulative Ionization (Neue Theorie).
[1381] E. W. Pike, Phys. Rev. 49, 513 und 515 (1936), Pennings New Photoeffect in Pure Neon.
[1382] H. J. White, Phys. Rev. 48, 482 (1935) (Herabsetzung von U_z bei Belichtung).
[1383] W. Kluge, Zs. f. techn. Phys. 15, 591 (1934), Über Koexistenz der selbständigen und unselbständigen Entladungen.
[1384] И. Ф. Кварцхава и П. В. Тимофеев, ЖТФ 4, 1698 (1934). Journ. Techn. Phys. USSR 1, № 4, 1 (1935) (Zeit der Ausbildung einer Entladung und Trägheit gasgefüllter Photoelemente).
[1385] F. Ollendorf, Zs. f. techn. Phys. 13, 606 (1932) (Zeit der Ausbildung einer Gasentladung und Trägheit gasgefüllter Photoelemente).
[1386] J. C. Street, Phys. Rev. 35, 1437 (1930), Time Lags in Spark Discharges at High Overvoltages.
[1387] J. A. Tiedemann, Phys. Rev. 36, 376 (1930) (Abhängigkeit der Entladungsverzögerung vom Photostrom der Kathode).
[1388] R. Geballe, Phys. Rev. 63, 138 (1943), The Production of Photons Relative to Ionization by Collision in a Townsend Gap.

[1389] S. C. Brown, Phys. Rev. 62, 244 (1942), Theory of the Initial Avalanche in the Breakdown of a Discharge Counter in Helium.

[1390] A. A. Kruithoff, Physica 7, 519 (1940), Townsend Ionization Coefficients for Neon, Argon, Krypton and Xenon.

[1391] P. S. Morton, Phys. Rev. 64, 187 (1943), Townsend Currents in Neonin Uniform Electric Fields (Präzisierung der Bedingungen, unter denen der Ausdruck $\ln (i/i_0) = \int \alpha \, dx$ anwendbar ist).

[1392] Б. М. Гохберг и Э. Я. Зондберг, ЖТФ 12, 65 (1942) (Untersuchung der elektrischen Durchschlagsfestigkeit von Gasen; Organische Stoffe und SF_6).

[1393] Д. С. Файгенбаум, ЖТФ 13, 203 (1943), Электрическая прочность воздушных конденсаторов на высокой частоте (Elektrische Durchschlagsfestigkeit von Luftkondensatoren für hohe Frequenzen).

[1394] Б. Клярфельд и Л. Гусева, ЖТФ 8, 1034 (1938), Пробивное напряжение в парах ртути (Durchschlagsspannung von Hg-Dämpfen).

[1395] Б. М. Гохберг и Я. М. Оксман, ЖТФ 11, 1058 (1941), Пробой сжатых газов в неоднородном поле (Durchschlag komprimierter Gase bei inhomogenem Feld).

[1396] А. Г. Рзянкин, ЖТФ 11, 72 (1941), Пробой сжатого газа при вращающихся электродах (Durchschlag komprimierter Gase bei rotierenden Elektroden).

[1397] R. W. Johnes, Phys. Rev. 59, 932 (1941), Forms of Discharge in Microgaps (Abweichung vom Paschenschen Gesetz).

[1398] J. D. Cobine and E. C. Easton, Journ. of Appl. Phys. 14, 321 (1943), Time Lag of Impulse Breakdown at High Pressures.

[1399] Д. А. Гоухберг, ЖТФ 15, 105 (1945), Запаздывание разряда в разрядниках с активированными барием электродами (Entladungsverzögerung bei Entladungsröhren mit aktivierten Bariumelektroden).

[1400] J. G. Trump and R. J. van de Graaff, Journ. of Appl. Phys. 18, 327 (1947), Insulation of High Voltages in Vacuum.

[1401] H. Jacobs and A. B. La Rocque, Phys. Rev. 74, 163 (1948), Role of the Cathode Surface in Sparking Phenomena.

[1402] G. W. Johnson, Phys. Rev. 73, 284 (1948), Ionization Currents in Divergent Fields in Hydrogen and in Air.

[1403] А. С. Зингерман, ЖТФ 18, 1029 (1948), Статистический метод определения пробивного напряжения диэлектрика (Statistische Methode zur Bestimmung der Durchschlagsspannung eines Dielektrikums).

[1404] R. R. Newton, Phys. Rev. 73, 570 (1948), Transient in Townsend Discharges.

[1405] L. B. Loeb. Phys. Rev. 76, 255 (1949), The Role of the Cathode in Discharge Instability.

[1406] L. H. Fischer and B. Bederson, Phys. Rev. 75, 1324 (A) (1949), Formative Lags in Spark Breakdown.

[1407] R. Fletcher, Phys. Rev. 75, 1324 (A) (1949), Impulse Breakdown of Air in the 10^{-9} sec Range.

[1408] R. A. Wijsman, Phys. Rev. 75, 833 (1949) Breakdown Probability of a Low Pressure Gas Discharge.

[1409] A. B. Pal, Journ. of Appl. Phys. 20, 451 (1949), Stabilization of Breakdown Voltage and Measurement of Some Critical Currents in a Glow Tube.

[1410] D. R. Young, Journ. of Appl. Phys. 21, 222 (1950), Electric Breakdown in CO_2 from Low Pressures to the Liquid State.

[1411] E. E. Dodd, Phys. Rev. 78, 620 (1950), Short Method for Evaluation of the Townsend Integral for Electron Avalanche Formation.

zu Kapitel XIV

[1412] Thomas und Heer, Zs. f. techn. Phys. 13, 464 (1932); 14, 385 (1933) 15, 186 (1934).
[1413] A. v. Engel und M. Steenbeck, Zs. f. Phys. 85, 144 (1933).
[1414] W. Krug, Zs. f. techn. Phys. 14, 26 (1933).
[1415] E. L. E. Wheatcroft, Phil. Mag. 20, 578 (1935).
[1416] Th. Rummel, Naturwissensch. 24, 158 (1936).
[1417] F. W. Aston, Proc. Roy. Soc., London, A 80, 45 (1908).
[1418] F. W. Aston and H. E. Watson, Proc. Roy. Soc., London, A 86, 168 (1912).
[1419] A. Güntherschulze und F. Keller, Zs. f. Phys. 71, 238, 246, (1931); 72, 28 (1931); 75, 105 (1932); 79, 563 (1932).
[1420] E. W. Pike, Zs. f. Phys. 90, 319 (1934).
[1421] A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 24, 52 (1924).
[1422] H. Karzke, Ann. d. Phys. 25, 688 (1936); Zs. f. Phys. 104, 735 (1937).
[1423] Brose, Ann. d. Phys. 58, 731 (1919).
[1424] M. Reger und R. Seeliger, Ann. d. Phys. 86, 1089 (1928) (Druckabhängigkeit der Stromdichte bei normalem Kathodenfall).
[1425] A. Güntherschulze und H. Fricke, Zs. f. Phys. 86, 451 und 821 (1933).
[1426] H. Schnitger, Zs. f. Phys. 96, 551 (1935); 102, 163 (1936).
[1426] H. Fricke, Zs. f. Phys. 92, 728 (1934).
[1428] F. H. Newmann, Phil Mag. 23, 239 (1937).
[1429] A. Güntherschulze und A. Bär, Zs. f. Phys. 20, 1 (1923); 107, 642 (1937) (Erhöhung der Gastemperatur im Kathodenraum).
[1430] L. Vegard and K. G. Dorum, Arch. Oslo (1936), Nr. 1, 17 (1937); Phys. Ber. 2379 (1937) (Gastemperatur im Glimmgebiet).
[1431] G. Rudolph, Zs. f. Phys. 111, 523 (1939).
[1432] H. Fischer, Zs. f. Phys. 110, 197 (1938); 113, 360 (1939) (Untersuchungen unter Berücksichtigung der Gaserwärmung im Kathodenraum).
[1433] R. K. Cowsik, Indian Journ. of Physics, Bd. 8, T. 3, 209 (1933).
[1434] R. Seeliger und K. Sommermeyer, Zs. f. Phys. 93, 692 (1935)
[1435] K. Sommermeyer, Ann. d. Phys. 25, 481 (1936).
[1436] Ю. П. Маслаковец, Катодное распыление, ГТТИ, Л.-М. 1934 (Kathodenzerstäubung; Monographie).
[1437] N. D. Morgulis, M. P. Bernardiner und A. M. Patiocha, Phys. Zs. d. Sowjetun. 9, 302 (1936).
[1438] H. Lüder, Zs. f. Phys. 97, 158 (1935).
[1439] A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 106, 365 und 371 (1937) (Reine und oxydierte Oberflächen von Mg, H_2 und D_2).
[1440] G. Timoshenko, Nature 140, 67 (1937).
[1441] H. Fischer, Zs. f. Phys. 108, 599 (1938).
[1442] Ch. Starr, Phys. Rev. 56, 216 (1939).
[1443] H. Fischer, Ann. d. Phys. 27, 81 (1936).
[1444] R. H. Sloane and K. G. Emeleus, Phil. Mag. 12, 162 (1931).
[1445] E. F. Richter, Zs. f. techn. Phys. 17, 306 (1936).
[1446] W. Krug, Naturwissensch. 23, 355 (1935); Arch. f. Elektrotechn. 30, 157 (1936).
[1447] K. T. Compton and C. M. Morse, Phys. Rev. 30, 305 (1927).
[1448] A. Hippel, Zs. f. Phys. 76, 1 (1932).
[1449] E. L. E. Wheatcroft, Phil. Mag. 20, 578 (1935).
[1450] A. Gehrts, Zs. f. techn. Phys. 17, 393 (1936).
[1451] O. Scherzer, Arch. f. Elektrotechn. 33, 207 (1939) (Theorie der Glimmentladung).
[1452] W. Weizel und W. Olmesdahl, Zs. f. Phys. 114, 719 (1939) (Glimmleuchten).
[1453] W. Weizel, R. Rompe und M. Schön, Zs. f. Phys. 112, 339 (1939); 113, 87 und 730 (1939). Theorie der kathodischen Entladungsteile einer Niederdruckentladung.

[1454] A. Schuster, Proc. Roy. Soc., London, A 47, 526 (1890).
[1455] P. Villard, Journ. de Phys. 8, 5 (1899).
[1456] A. Wehnelt, Wied. Ann. 67, 421 (1899).
[1457] F. Meyer und H. Schüler, Ann. d. Phys. 56, 507 (1918).
[1458] R. Döpel, Phys. Zs. 32, 858 (1931). Durchgang von H-Kanalstrahlen durch Helium.
[1459] J. M. Holm, Phil. Mag. 12, 194 (1931). On the Distribution of Electric Force and Rise of Temperature in the Glow Discharge.
[1460] M. Steenbeck, Zs. f. Phys. 72, 505 (1931), Die Feldstärke im normalen Kathodenfall.
[1461] R. Seeliger, Zs. f. Phys. 115, 111 (1940) (Zur Theorie des Glimmleuchtens).
[1462] E. M. Reichrudel und G. W. Spiwak, Phys. Zs. d. Sowjetun. 9, 121 (1936) ЖЭТФ 6, 846 (1936).
[1463] A. A. Зайцев, ЖЭТФ 6, 973 (1936).
[1464] R. Ritschl, Phys. Zs. 38, 141—157 (1937), Neuere Fortschritte in den Methoden der Atom- und Ionenstrahlforschung; Überblick.
[1465] F. Kiessling, Zs. f. Phys. 96, 365 (1935).
[1466] F. M. Penning, Zs. f. Phys. 70, 782 (1931).
[1467] M. J. Druyvesteyn, Physica 4, 669 (1938) (Anodenfall in He, Ne, Ar).
[1468] J. E. Henderson and S. M. Rubens, Phys. Rev. 5, 238 (1938). A Probe Investigation of Anode Spots.
[1469] A. Güntherschulze und H. Betz, Zs. f. Phys. 81, 283 (1933).
[1470] W. Elenbaas, Physica, 1, 211 (1934).
[1471] H. Wolfhekel und R. Seeliger, Phys. Zs. 34, 57 (1933).
[1472] R. Seeliger und K. Sommermeyer, Zs. f. Phys. 98, 733 (1936).
[1473] G. Zimmermann, Zs. f. Phys. 104, 309 (1937).
[1474] F. Skaupy, Zs. f. Phys. 2, 213, (1920); Zs. f. techn. Phys. 6, 284 (1925).
[1475] Rüttenauer, Zs. f. Phys. 10, 629 (1922).
[1476] M. Bareiss, Zs. f. Phys. 68, 585 (1931), Gibt es eine Anodenzerstäubung?
[1477] L. H. Dauson, Phys. Rev. 30, 119 (1927).
[1478] K. Sommermeyer, Ann. d. Phys. 13, 315 (1932).
[1479] M. J. Druyvesteyn, Phys. Zs. 33, 856 (1932).
[1480] R. C. Mazon, Electr. Eng. 52, 702 (1933).
[1481] M. J. Druyvesteyn, Physica 2, 255 (1935).
[1482] W. Pupp, Phys. Zs. 33, 844 (1932); 34, 756 (1933); 35, 705 (1934); 36, 61 (1935); Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 15, 27 (1934); Zs. f. techn. Phys. 15, 257 (1934).
[1483] B. van Manen, Physica 1, 967 (1934).
[1484] R. H. Sloane and C. M. Minnis, Nature 135, 436 (1935).
[1485] A. H. van Gorcum, Physica 2, 535 (1935).
[1486] R. Whiddington, Journ. Frankl. Inst. 204, 707 (1927), Moving Striations in Discharge Tubes.
[1487] R. Holm, Zs. f. Phys. 75, 171 (1932).
[1488] H. H. Paul, Zs. f. Phys. 97, 330 (1936).
[1489] J. S. Webb and L. A. Pardue, Phys. Rev. 31, 1122 (1928).
[1490] A. Güntherschulze, W. Bär und H. Betz, Zs. f. Phys. 109, 293 (1938) (Qualitative Theorie der geschichteten Säule).
[1491] A. Güntherschulze und H. Meinhardt, Zs. f. Phys. 110, 95 (1938).
[1492] H. Alterthum und A. Lompe, Ann. d. Phys. 31, 1 (1938) (Längsgradient in der positiven Säule bei Gasgemischen).
[1493] R. Rompe und M. Schön, Zs. f. Phys. 108, 265 (1938) (Theorie der positiven Säule).
[1494] J. C. Purcaru, Bull. Math. et Phys. Bucarest 7, 45, 121 (1935/36).

[1495] Л. И. Голик и С. Д. Гвоздовер, ЖЭТФ 8, 1151 (1938) (Über die Abhängigkeit der die elastische Elektronenstreuung in Gasen charakterisierenden Größen vom Wirkungsquerschnitt bei der Impulsübertragung).
[1496] M. J. Druyvesteyn, Zs. f. Phys. 73, 33 (1931) (Untersuchung der positiven geschichteten Säule).
[1497] H. J. Reich and W. A. Deep, Phys. Rev. 52, 245 (1937) (Dynamische Charakteristik).
[1498] С. Д. Гвоздовер, ЖЭТФ 8, 163 (1938); Phys. Zs. d. Sowjetun. 13, 133 (1938) (Gradient in der positiven Säule).
[1499] H. Krefft, Zs. f. Phys. 77, 752 (1932).
[1500] W. Kossel, Jahrb. der Radioaktivität 18, 326, (1921).
[1501] Westphal, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 14, 223 (1912).
[1502] H. Haak und W. Walcher, Zs. f. Phys. 111, 174 (1939).
[1503] T. Y. Killian und R. S. Prescott, Phys. Rev. 50 (1936) (Empirische Beziehungen für den Kathodenfall).
[1504] A. Güntherschulze und H. Schnitger, Zs. f. Phys. 103, 491, 627 (1936); 104, 395 (1937) (Glimmentladung in H_2 und D_2).
[1505] M. J. Druyvesteyn, Physica 5, 875 (1938) (Divergenz der Versuche mit der Theorie von Engel und Steenbeck in He, Ne, Ar, Kr und Xe).
[1506] A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 91, 724 (1934), Der Ionenmanteleffekt in Gasentladungen.
[1507] W. Weizel und H. Fischer, Ann. d. Phys. 14, 209 (1935); Zs. f. techn. Phys. 16, 433 (1935).
[1508] R. Seeliger, Zs. f. Phys. 122, 209 (1944), Bemerkungen zur Theorie des Kathodenfalls.
[1509] H. Fischer, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 18, 24 (1937).
[1510] M. J. Druyvesteyn, Physica 1, 273 und 427 (1934).
[1511] K. G. Emeleus, Proc. Roy. Irish. Acad. Dublin, A 42, 31 (1935).
[1512] W. H. Ernst, Helv. Phys. Acta 8, 381 (1935).
[1513] A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 61, 1 (1930), Die behinderte Glimmentladung.
[1514] L. G. H. Huxley, Phil. Mag. 12, 380 (1931) (Geschichtete Entladung).
[1515] K. Meyer und A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 62, 619 (1930); 71, 279 (1931) (Kathodenzerstäubung bei niedrigem Druck).
[1516] A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 41, 718 (1927); 42, 763 (1927).
[1517] A. Lompe und R. Seeliger, Ann. d. Phys. 15, 300 (1932).
[1518] K. Alterthum und A. Lompe, Ann. d. Phys. 31, 1 (1937/8) (Gradient der positiven Säule in Gemischen).
[1519] F. Blechschmidt, Ann. d. Phys. 81, 999 (1912).
[1520] V. Kohlschütter, Jahrb. f. Radioaktiv. u. Elektronik 9, 355 (1912); Zs. f. Elektrochemie 12, 869 (1906).
[1521] L. Holborn und L. Austin, Wiss. Abhandl. d. Phys. Techn. Reichsanstalt IV, 101 (1904).
[1522] A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 36, 563 (1926).
[1523] A. Hippel, Ann. d. Phys. 80, 671 (1926).
[1524] A. Hippel, Ann. d. Phys. 81, 1043 (1926).
[1525] A. Hippel und E. Blechschmidt, Ann. d. Phys. 86, 1006 (1928).
[1526] T. Baum, Zs. f. Phys. 40, 686 (1936).
[1527] R. Seeliger und K. Sommermeyer, Zs. f. Phys. 93, 692 (1935).
[1528] Ch. H. Townes, Phys. Rev. 65, 319 (1944), Theory of Cathode Sputtering in Low Voltage Gaseous Discharges.
[1529] W. Hittorf, Ann. d. Phys. 21, 126 (1884).

[1530] J. Stark, Zs. f. Elektrochemie 14, 752 (1908); 15, 509 (1909).
[1531] G. Holst, Physica 4, 68 (1924).
[1532] A. Berliner, Ann. d. Phys. 33, 291 (1888).
[1533] V. Busch and G. C. Smith, Journ. Amer. Instit. Electr. Eng. 41, 627 (1922).
[1534] I. Langmuir, Phys. Rev. 31, 1121 (1928), Interaction of Electron and Ion Space Charges in Cathode Sheats.
[1535] A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 15, 8 (1923), Die Energieverteilung an der Kathode der Glimmentladung.
[1536] G. Mierdel, Zs. f. Phys. 122, 614 (1944).
[1537] H. P. Waran, Phil. Mag. 12, 397 (1931). A Thermal Theory of Cathode Desintegration.
[1538] K. Meyer und A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 71, 279 (1931), Kathodenzerstäubung in Hg-Dampf bei sehr geringen Drucken.
[1539] W. L. Brown and E. E. Thomson, Phil. Mag. 8, 918 (1929) (Methode zur Bestimmung der Potentialverteilung im Kathoden-Dunkelraum).
[1540] Morse, Phys. Rev. 31, 1003 (1928) (Theorie der kathodischen Entladungsteile in der Glimmentladung).
[1541] N. M. Carmichael and K. G. Emeleus, Phil. Mag. 8, 909 (1929), On Conditions near the Cathode of a Glow Discharge.
[1542] J. J. Thomson, Phil. Mag. 8, 393 (1929) (Beziehungen zwischen dem Kathodenfall, der Länge des Kathoden-Dunkelraums und der Stromdichte in einer Glimmentladung).
[1543] R. Seeliger und J. Schmekel, Phys. Zs. 26, 441 (1926) (Übergang von der Townsend- zur Glimmentladung).
[1544] G. Zimmermann, Zs. f. Phys. 91, 767 (1934) (Normaler Potentialgradient in der positiven Säule und Diffusion).
[1545] F. Köppen, Zs. f. Phys. 75, 654 (1932) (Untersuchung der Glimmentladung in Quecksilberdämpfen).
[1546] Cl. Münster, Zs. f. Phys. 75, 716 (1932), Über Anomalien bei Kathodenzerstäubung.
[1547] M. Steenbeck, Arch. f. Elektrotechn. 26, 306 (1932). Die seitliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von Glimmentladungen.
[1548] A. Güntherschulze und F. Keller, Zs. f. Phys. 77, 703 (1932), Der Normalgradient der Gase.
[1549] W. Weizel, Phys. Zs. 33, 886 (1932) (Theorie des Kathodendunkelraums).
[1550] W. Pike, Phys. Zs. 33, 457 (1932).
[1551] A. Rüttenauer, Zs. f. Phys. 15, 33 (1923), Über Hysteresiserscheinungen in Glimmlichtröhren.
[1552] H. Costa, Zs. f. Phys. 113, 531 (1939); 116, 508 (1940), Über die Nachlieferungselektronen durch Photoeffekt in einer unselbständigen H-Entladung.
[1553] C. H. Thomas and O. S. Duffendack, Phys. Rev. 35, 72 (1930), Anode Spots and Their Relations to the Absorption and Emission of Gases by the Electrodes of a Geissler Discharge.
[1554] A. Güntherschulze und K. Mayer, Zs. f. Phys. 62, 607 (1930) (Kathodenzerstäubung bei sehr kleinen Drucken).
[1555] A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 62, 619 (1930) (Experimentelle Bestimmung des Verhältnisses zwischen Elektronen- und Ionenstrom im kathodischen Teil der Entladung).
[1556] T. C. Chow, Phys. Rev. 37, 574 und 1020 (1931).
[1557] Н. Д. Моргулис, ЖЭТФ 9, 1484 (1939); 11, 300 (1941) (Über die Natur der Kathodenzerstäubung und der kinetischen Emission von Sekundärelektronen).

[1558] K. G. Emeleus and D. Kennedy, Phil. Mag. 18, 874 (1934), Note on Electron Energies in the Negative Glow.
[1559] В. А. Угаров, ЖЭТФ 18, 457 (1948), К теории страт (Theorie der Straten).
[1560] А. А. Зайцев, ЖТФ 18, 949 (1948), Характеристика положительного столба разряда в смесях газов (Charakteristik der positiven Säule bei Entladungen in Gasgemischen).
[1561] А. А. Логунов, ЖЭТФ 20, 458 (1950), О пространственной периодичности газового разряда (Über die räumliche Periodizität einer Gasentladung; Entwicklung der Theorie von A. A. Wlassow).
[1562] Н. Л. Мидлин, ЖТФ 20, 175 (1950), Тлеющий разряд в парах ртути (Glimmentladung in Quecksilberdämpfen).
[1563] П. Н. Чистяков, ЖТФ 19, 1154 (1949), Нормальный тлеющий разряд в смесях инертных газов (Normale Glimmentladung in Gemischen inerter Gase).
[1564] H. Jacobs and J. Martin, Phys. Rev. 78, 331 (1950), Role of Cathode temperature in a glow Discharge.

zu Kapitel IV

Monographien und zusammenfassende Arbeiten

[1565] R. Rompe und M. Steenbeck, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 18, 257 (1939).
[1566] Б. Н. Клярфельд, Положительный столб газового разряда и его использование для получения света. Диссертация, Москва ФИАН, 1939, а также в сборнике «Электронные и ионные приборы» под редакцией П. В. Тимофеева, Труды ВЭИ, вып. 41, стр. 165—235, Госэнергоиздат, М.-Л. 1940 (Positive Säule einer Gasentladung und ihre Ausnutzung für Beleuchtungszweeke; Dissertation, Moskau 1939; siehe auch das Buch: Elektronen- und Ionengeräte, Moskau-Leningrad 1940, S. 165—235).
[1567] G. Mierdel, Phys. Zs. 28, 244—360 (1927) (Überblick über den Niedervoltbogen).
[1568] M. Steenbeck, Phys. Zs. 33, 809 (1932), Energetik der Gasentladungen (Überblick über den Energieaustausch im Plasma).
[1569] E. Lübcke, Phys. Zs. 33, 890 (1932) (Überblick der Entladungsuntersuchungen in Quecksilberdämpfen).
[1570] А. А. Власов, ЖЭТФ 8, 291 (1938), О вибрационных свойствах электронного газа. (Über die Schwingungseigenschaften eines Elektronengases).
[1571] D. Gabor, Zs. f. Phys. 84, 474 und 493 (1933); Zs. f. techn. Phys. 13, 560 (1932); Phys. Zs. 34, 38 (1933).
[1572] I. Langmuir, Prod. Nat. Acad. Am. 14, 634 (1928).
[1573] S. Y. Pekar, ДАН СССР 4, 467 (1938).
[1574] I. H. Thomas, Proc. Roy. Soc., London A, 121, 464 (1928).
[1575] С. Д. Гвоздовер, Phys. Zs. d. Sowjetun. 12, 180 (1937).
[1576] W. Schottky, Phys. Zs. 25, 342 (1924).
[1577] R. Seeliger, Phys. Zs. 33, 273, 313 (1932).
[1578] R. Seeliger und A. Kraschke, Phys. Zs. 34, 883 (1933).
[1579] H. B. Dorgelo, H. Alting und C. J. Boers, Physica 2, 959 (1935).
[1580] D. R. Kanaskow, Phys. Zs. d. Sowjetun. 8, 119 (1935).
[1581] I. Langmuir, Phys. Rev. 33, 954 (1929).
[1582] L. Tonks and I. Langmuir, Phys. Rev. 34, 876 (1929).
[1583] I. J. Killian, Phys. Rev. 35, 1238 (1931).
[1584] M. J. Druyvesteyn and N. Warmholtz, Phil. Mag. 17, 1 (1934).
[1585] I. Langmuir, Journ. of Frankl. Inst. 196, 571 (1933).

[1586] M. J. Druyvesteyn, Zs. f. Phys. 81, 571 (1933).
[1587] G. Spiwak und E. Reichrudel, Physica 3, 101 (1936).
[1588] W. Uyterhoeven et C. Verburg, C. R. 202, 1498 (1936).
[1589] I. Langmuir, Proc. Nat. Acad. Amer. 14, 627 (1928).
[1590] siehe [7], Bd. II, Seite 354.
[1591] L. Tonks, Phys. Rev. 37, 1458 (1931).
[1592] J. Kunz, Phys. Rev. 39, 183 (1932).
[1593] J. J. Thomson, Phil. Mag. 11, 697 (1931).
[1594] F. M. Penning, Physika 6, 241 (1926).
[1595] E. Gerber, Ann. d. Phys. 20, 529 (1934).
[1596] E. G. Linder, Science 84, 353 (1934); Phys. Rev. 49, 753 (1936).
[1597] L. H. Mohler, Bureau of Stand. Journ. of Research 9, 493 (1932).
[1598] А. А. Зайцев, ЖЭТФ 8, 569 (1938), О роли ионизации ударами второго рода в положительном столбе тлеющего разряда (Ionisation durch Stöße zweiter Art in der positiven Säule einer Glimmentladung).
[1599] I. Langmuir and L. Tonks, Phys. Rev. 33, 195 (1929); 37, 1020 (1931).
[1600] G. E. Linder, Phys. Rev. 49, 753 (1936).
[1601] I. Langmuir, Phys. Rev. 26, 585 (1925); Zs. f. Phys. 46, 271 (1927).
[1602] K. T. Compton and C. Eckart, Nature 114, 51 (1924); Phys. Rev. 25, 139 (1925).
[1603] М. И. Родин, ЖТФ 6, 1502 (1936).
[1604] Б. Н. Клярфельд, Journ. of Physics USSR 5, 155 (1941).
[1605] Б. Н. Клярфельд, Journ. Techn. Phys. USSR 5, 914 (1938).
[1606] Б. Н. Клярфельд, Journ. Techn. Phys. USSR, 4, 1 (1937).
[1607] Б. Н. Клаярфельд. Journ. Techn. Phys. USSR 4, 44 (1937).
[1608] Б. Н. Клярфельд и И. Полетаев, НДА СССР, 23 460 и 465 (1939) (Konzentrationsabnahme des Gases im verjüngten Teil der Röhre).
[1609] Б. Н. Клярфельд, ДАН СССР, 24, 250 (1939); 26, 870 (1940) (Berechnung der Charakteristik der positiven Säule); 19, 471 (1938) (Einfluß des Ramsauer-Effektes).
[1610] Х. А. Джерпетов и Г. В. Спивак, ЖЭТФ 6, 1125 (1936).
[1611] Э. М. Рейхрудель и Г. В. Спивак, ДАН СССР 18 181 (1938).
[1612] В. Л. Грановский, ДАН СССР 28, 38 (1940).
[1613] Х. М. Фаталиев, ЖЭТФ 9, 813 (1939); ДАН СССР 23, 891 (1939).
[1614] М. И. Родин и Г. В. Спивак, ДАН СССР 24, 246 (1939) (Холлэффект в плазмее) (Halleffekt im Plasma).
[1615] Э. М. Рейхрудель и Г. В. Спивак, ЖЭТФ 10, 1408 (1940); ДАН СССР 28, 610 (1940); Journ. of Phys. USSR 4, 211 (1940) (Kontraktion des Plasmas im Magnetfeld).
[1616] Х. М. Фаталиев, Г. В. Спивак и Э. М. Рейхрудель, ЖЭТФ 9, 167 (1939) (Über die Drift der Elektronen im Plasma).
[1617] А. А. Зайцев и Е. И. Янковская, ДАН СССР 29, 563 (1940), Влияние плотности тока на температуру электронов и на продольный градиент потенциала в положительном столбе (Der Einfluß der Stromdichte auf die Elektronentemperatur und den Längsgradienten des Potentials in der positiven Säule).
[1618] С. Д. Гвоздовер и Ф. С. Коновалов, ДАН СССР, № 9, 1 (1934) (Der Einfluß langsamer Elektronen auf das Plasma).
[1619] С. Д. Гвоздовер, ЖЭТФ 8, 163 и 168 (1938). (Подвижность электронов при упругом рассеянии) (Beweglichkeit der Elektronen bei elastischer Streuung).

[1620] С. Д. Гвоздовер, Phys. Zs. d. Sowjetun. 12, 164 (1937); ЖЭТФ 7, 867 (1937) (Beweglichkeit der Elektronen und die mittlere freie Weglänge der Elektronen in der positiven Säule).

[1621] G. Mierdel, Zs. f. Phys. 121, 574 (1943), Das Abklingen von Trägerdichte und Elektronentemperatur in verlöschenden Niederdruckentladungen.

[1622] С. Д. Гвоздовер, Phys. Zs. d. Sowjetun. 7, 274, 8, 582 (1935) (Verhältnis von Ionenstrom zu Elektronenstrom bei einer glühenden Kathode in Hg-Dämpfen).

[1623] Д. Р. Канасков, Phys. Zs. d. Sowjetun. 8, 119 (1935) (Diffusion der Elektronen in Hg-Dämpfen).

[1624] В. А. Фабрикант, ДАН СССР, 24 531 (1939) (Verteilung der Ionen im Querschnitt der positiven Säule).

[1625] F. Ollendorf und R. Seeliger, Phys. Zs. 33, 577 (1932).

[1626] R. Seeliger, Phys. Zs. 33, 273, 313 (1932).

[1627] F. L. Mohler, Phys. Rev. 53, 683 und 923 (1938); Bureau of Standards, Journ. of Research 21, 697 und 871 (1938) (Entladung in Cs bei vollkommener Ionisation).

[1628] W. Funk und R. Seeliger, Zs. f. Phys. 110, 271 (1938) (Entwicklung der Schottkyschen Theorie).

[1629] L. Tonks, Phys. Rev. 56, 360 (1939) (Wirkung eines Magnetfeldes auf ein Plasma).

[1630] B. N. Singh, Phil. Mag. 26, 244 (1938) (Einfluß eines magnetischen Längsfeldes auf die Straten).

[1631] M. Steenbeck, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 16, 48 (1935); Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken 15, Heft 2, 1 (1935) (Diamagnetismus des Plasmas).

[1632] I. Langmuir, Phys. Rev. 33, 954 (1929) (Diamagnetismus des Plasmas.)

[1633] Е. Лифшиц, Phys. Zs. d. Sowjetun. 11, 141 (1937) (Elektronengas im Magnetfeld).

[1634] G. D. Yarnold and S. Holmes, Phil. Mag. 22, 988 (1936) (Radialverteilung der Elektronen in der positiven Säule).

[1635] G. Mierdel und W. Schmalenberg, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken 15, Heft 3, 60 (1936) (Gradient in Hg bei sehr kleinen Stromdichten).

[1636] E. Q. Adams and B. T. Barnes, Phys. Rev. 53, 545 und 556 (1938) (Positive Säule).

[1637] W. Uyterhoven, Philips. Techn. Rev. 197—204 (1938) (Emission der positiven Säule).

[1638] R. Rompe und M. Schön, Zs. f. Phys. 108, 265 (1938); 111, 345 (1938) (Positive Säule).

[1639] H. Fetz, Ann. d. Phys. 37, 1 (1940) (Einschnürung der Entladung in den Gittermaschen).

[1640] W. Uyterhoven and C. Verburg, C. R. 207, 1386 (1938); 208, 269 und 503 (1939) (Elektronentemperatur).

[1641] L. P. Smith and P. L. Hartmann, Phys. Rev. 55, 1145 (1939) (Elektronenverteilung und Potentialminimum an der Anode).

[1642] G. Mierdel, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken 17, Heft 3, 71 (1938) (Plasma).

[1643] R. Rompe, Zs. f. Phys. 101, 214 (1936) (Entladung in Tellurdämpfen).

[1644] L. S. Ornstein, H. Brinkmann and T. Hamada, Proc. Amsterdam 39, 315 (1936) (Mechanismus der positiven Säule).

[1645] C. Henty, Journ. of Appl. Phys. 9, 765 (1938).

[1646] M. Steenbeck, Phys. Zs. 37, 823 (1936); Zs. f. techn. Phys. 17, 397 (1938) (Bestätigung der Diffusionstheorie der positiven Säule).

[1647] C. G. Suits and H. Poritsky, Phys. Rev. 55, 1184 (1939). (Energetische Theorie der positiven Säule).
[1648] H. J. Merill and H. W. Webb, Phys. Rev. 55, 1191 (1939), Electron Scattering and Plasma Oscillations.
[1649] R. Seeliger und M. Steenbeck, Zs. f. Phys. 113, 526 (1939); 118, 618 (1941) (Druck des Elektronengases und Schwingungen im Plasma).
[1650] W. O. Schumann, Zs. f. Phys. 121, 7 (1943). Über Plasmalaufzeitschwingungen.
[1651] B. Davydov, Phys. Zs. d. Sowjetun. 8, 59 (1935); 9, 433 (1936).
[1652] M. J. Druyvesteyn, Physics 10, 61 (1930).
[1653] M. Didlaukis, Zs. f. Phys. 74, 624 (1932); 82, 709 (1933).
[1654] Н. Д. Моргулис, ЖЭТФ 8, 707 (1938), К вопросу о влиянии ионизации ударами второго рода на процессы в положительном столбе разряда (Über den Einfluß der Ionisation durch Stöße zweiter Art auf die Prozesse der positiven Säule der Entladung).
[1655] А. А. Слуцкин, ЖТФ 7, 1862 (1937), Температура электронов в магнитном поле (Elektronentemperatur im Magnetfeld).
[1656] О. Н. Репкова и Г. В. Спивак, Journ. of Physics 9, 222 (1945), Mercury Arc Plasma in a Magnetic Field.
[1657] Г. В. Спивак и О. Н. Репкова, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 275 (1944). Поведение электронно-ионной плазмы в магнитном поле (Verhalten eines Elektronen-Ionen-Plasmas im Magnetfeld).
[1658] А. Е. Аскинази. ЖТФ 8, 2107 (1938). О больших металлических электродах в плазме газового разряда (Über große Metallelektroden im Plasma einer Gasentladung).
[1659] W. Funk und R. Seeliger, Zs. f. Phys. 113, 203 (1939). (Schwingungen im Niedervoltbogen).
[1660] А. А. Власов, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 248 (1944), Обобщения концепции электронной плазмы (Verallgemeinerung des Begriffs „Elektronenplasma").
[1661] A. Vlasov, Journ. of Physics 9, 25 (1944), On the Kinetic Theory of an Assembly of Particles with Collective Interaction.
[1662] А. А. Власов, Учён. Зап. МОЛГУ, вып. 77, Физика, III, часть 3 (1945), К проблеме многих тел: Вибрационные свойства, кристаллическая структура, недиссипативные потоки и спонтанное возникновение этих свойств в «газе» (Zum Mehrkörperproblem: Schwingungseigenschaften, Kristallstruktur usw. und die spontane Entstehung dieser Eigenschaften im Gas).
[1663] А. А. Слуцкин и А. Н. Майданов, ЖТФ 14, 99 (1944), Факторы, определяющие интенсивность колебаний в плазме газового разряда (Die Schwingungsintensität im Plasma einer Gasentladung bestimmende Faktoren).
[1664] C. S. Cunnings and L. Tonks, Phys. Rev. 59, 514 (1941) (Plasma im schwachen magnetischen Längsfeld).
[1665] L. Tonks, Phys. Rev. 59, 522 (1941). Transmission of an Electron Density Disturbance along a Positive Column in a Longitudinal Field.
[1666] E. Gerber, Ann. d. Phys. 20, 45 (1934), Wechselstromwiderstandsmessungen und Plasmaschwingungen im Gleichstromlichtbogen.
[1667] R. Seeliger und Ph. Handt, Ann. d. Phys. 3, 575 (1929), Über die Ungeordnetheit der Elektronenbewegung in Gasen (Bestätigung aus optischen Angaben).
[1668] Ю. М. Кагани, С. Э. Франк, ЖЭТФ 11, 286 (1941); 12, 342 (1942). (Изучение ионов в плазме по их излучению) (Untersuchung der Ionen und ihrer Strahlung im Plasma).
[1669] Х. М. Фаталиев, ЖЭТФ 11, 290 (1941); Об анизотропии свободных пробегов электронов в плазме, возмущённой слабым магнитным полем (Über die Anisotropie der freien Weglängen der Elektronen im Plasma, hervorgerufen durch ein schwaches Magnetfeld).

[1670] Я. И. Френкель, ЖТФ 14, 97 (1944), О связанных колебаниях плазмы и вакуумного резонатора (Erzwungene Schwingung des Plasmas und des Vakuumresonators).

[1671] Г. В. Спивак и Е. Л. Столярова, ЖТФ 18, 279 (1948), Электронно-оптические эффекты при развитии плазмы (Elektronenoptische Effekte bei der Erzeugung des Plasmas).

[1672] В. Л. Грановский и Т. А. Суетин, ЖТФ 16, 1023 (1946); 17, 291 (1947). (Генерация мощных электрических колебаний в разряде низкого давления путем использования периодического обрыва тока в разрядном пространстве, имеющем сужение) (Erzeugung großer elektrischer Schwingungen in einer Entladung bei niedrigem Druck durch Ausnutzung des periodischen Stromabfalls in einem Entladungsraum mit einer Verjüngung).

[1673] J. D. Cobine and C. J. Gallagher, Journ. of Appl. Phys. 18, 110 (1947), Effects of Magnetic Field on Oscillations and Noise in Hot-Cathode Arcs.

[1674] E. Mayer, Phys. Rev. 69, 51 (1946), Extinction of Gaseous Discharges (Deionisation).

[1675] Л. А. Сена, ЖЭТФ 16, 734 (1946) (Charakter der Ionenbewegung im Plasma).

[1676] С. Э. Фриш и Ю. М. Каган, Изв. АН СССР, серия физическая 12, 358 (1947); ЖЭТФ 17, 577 (1947); 18, 519 (1948); Вестник Ленинградск. Гос. Ун-та 1, 12 (1948) (Spektroskopische Untersuchung der Ionenbewegung im Plasma).

[1677] В. А. Фок, ЖЭТФ 18, 1049 (1948), О движении ионов в плазме (Über die Ionenbewegung im Plasma).

[1678] Е. А. Вейнриб и Г. В. Спивак, ЖЭТФ 18, 539 (1948), О нахождении функций распределения для неравновесных систем при наличии явления переноса (Über die Verteilungsfunktion für nicht im Gleichgewicht befindliche Systeme bei Vorhandensein der Stromtransport-Phänomene).

[1679] И. Г. Кесаев, ЖТФ 19, 1276 (1949), Проводимость разрядных промежутков в стадии деионизации (Leitfähigkeit der Entladungszwischenräume im Deionisationsstadium).

[1680] J. R. Pierce, Phys. Rev. 76, 565 (L) (1949), Note on Plasma Oscillations.

[1681] G. Wehner, Journ. of Appl. Phys. 21, 62 (L) (1950), Plasma Oscillator.

[1682] D. Bohm and E. P. Gross, Phys. Rev. 75, 1323 (A) (1949), Excitation and Damping of Plasma Oscillations.

[1683] D. Bohm and E. P. Gross, Phys. Rev. 75, 1851, 1864 (1949), Theory of Plasma Oscillations.

[1684] Л. И. Голик и Г. В. Спивак, ЖТФ 19, 839 (1949), Электроннооптические явления в плазме ртутной дуги при низком давлении (Elektronenoptische Erscheinungen im Plasma eines Quecksilberbogens bei niedrigem Druck).

[1685] J. H. Cahn, Phys. Rev. 75, 293, 346 (1949), Electronic Interaction in Electrical Discharges in Gases.

[1686] T. Holstein, Phys. Rev. 75, 1323 (A) (1949), Space Charge Controlled Diffusion in Gaseous Discharges.

[1687] Г. В. Спивак и Е. Л. Столярова, ЖТФ 20, 501 (1950), О формировании плазмы под действием электрического импульса (Über die Formierung des Plasmas unter der Einwirkung eines elektrischen Impulses).

[1688] H. Margenau, F. L. McMillan jr., I. H. Dearnley, C. S. Pearsall and C. G. Montgomery, Phys. Rev. 70, 349 (1946), Physical Processes in the Recovery T. R. Tubes.

[1689] D. R. Bates, Phys. Rev. 78, 492 (1950), Dissotiative Recombination (Verbindung mit der Deionisationsgeschwindigkeit; Theorie).

zu Kapitel XVI

Monographien und zusammenfassende Arbeiten

[1690] Известие о гальвани-вольтовских опытах, которые производил профессор физики Василий Петров, посредством огромной наипаче батареи, состоявшей иногда из 4200 медных и цинковых кружков и находящейся при Санкт-Петербургской Медико-Хирургической Академии. СПБ. 1803 года (Bericht über die von W. Petrow mit sehr großen Batterien, die bisweilen aus 4200 Kupfer- und Zinkplatten bestanden, durchgeführten Galvani-Voltaschen Versuche. Die Batterie befand sich an der Petersburger Medizinisch-Chirurgischen Akademie; Neuherausgabe 1934).
[1691] Г. Т. Третьяк, Электрическая дуга, Госэнергоиздат, Л.-М. 1932 (Der elektrische Lichtbogen).
[1692] П. Н. Яблочков, Об электрическом освещении. Публичная лекция, изд. ИРТО, СПБ. 1879 (Über die elektrische Beleuchtung; öffentlicher Vortrag).
[1693] H. Ayrton, The Electric Arc, London 1902.
[1694] W. Spraragen and B. A. Lengyel, Physics of the Arc and the Transfer of Metal in Arc Welding, Journ. Amer. Welding Soc., 1s—42s, January (1943) (Zusammenfassende Arbeit mit Literaturverzeichnis).
[1695] O. Lummer, Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur, Vieweg, Braunschweig (1914).
[1696] O. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik, Oldenburg (1917).
[1697] В. Ф. Миткевич, Известия СПБ Политехнического института 6, 5 (1905); «Электричество» за 1903 год, стр. 253.
[1698] ЖРФХО, часть физич. 9, 215 (1877) (Sitzungsprotokoll).
[1699] Th. J. Killian, Phys. Rev. 31, 1122 (1928), Phenomena at the Cathode of a Mercury Arc.
[1700] H. Stolt, Zs. f. Phys. 26, 95 (1924) 31, 240 (1925).
[1701] H. Plesse, Ann. d. Phys. 22, 473 (1935).
[1702] O. Becken und R. Seeliger, Ann. d. Phys. 24, 609 (1935); Zs. Phys. 102, 551 (1936).
[1703] I. Langmuir, Gen. Electr. Rev. 26, 731 (1923).
[1704] K. P. Compton and C. C. Van Voorhis, Proc. Nat. Acad. Amer. 13, 336 (1927).
[1705] I. Slepian, Journ. Frankl. Inst. 201, 79, 217 (1926); Phys. Rev. 27, 249, 407 (1926); 31, 1123 (1928).
[1701] R. Risch und F. Lüdi, Zs. f. Phys. 75, 812 (1932).
[1707] R. Seeliger, Phys. Zs. 27, 22 (1926).
[1708] M. Wehrli, Zs. f. Phys. 44, 301 (1927); Helv. Phys. Acta 1, 323 (1928).
[1709] R. Seeliger und J. Schmekel, Phys. Zs. 27, 730 (1926).
[1710] K. Gaulrapp, Ann. d. Phys. 25, 705 (1936).
[1711] J. D. Cobine, Physics 7, 137 (1936).
[1712] L. Tonks, Phys. Rev. 47, 638 (1935); 50, 226 (1936); Physics 6, 294 (1935).
[1713] A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 13, 378 (1923); 31, 509 (1925).
[1714] F. Lüdi, Zs. f. Phys. 82, 815 (1933).
[1715] W. B. Nottingham, Journ. Amer. Instit. Electr. Eng. 42, 12 (1923); Phys. Rev. 27, 806; 28, 764 (1926).
[1716] A. Wallraff, Zs. f. techn. Phys. 17, 44 (1936).
[1717] H. Kohn und M. Guckel, Zs. f. Phys. 27, 305 (1924).
[1718] W. T. Gray, Phys. Rev. 48, 474 (1935).
[1719] Ch. G. Suits, Physics 6, 190 und 196 (1935).
[1720] E. S. Lamar, Phys. Rev. 43, 169 (1933).

[1721] E. C. Easton, F. B. Lucas and F. Creedy, Electr. Eng. 53, 1454 (1934).
[1722] F. Lüdi, Helv. Phys. Acta 8, 272 (1935).
[1723] H. Scharff, Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik 48, 22 (1936).
[1724] G. Mierdel, Zs. f. techn. Phys. 17, 452 (1936).
[1725] C. G. Suits and J. P. Hocker, Phys. Rev. 53, 670 (1938), Role of Oxidation in Arc Cathodes.
[1726] W. S. Huxford, S. G. Eskin and R. W. Jones, Phys. Rev. 55, 1146 (1939) (Autoelektronenemission in metallischen Bögen).
[1727] F. H. Newman, Phil. Mag. 25, 187 (1938); 18, 241 (1934); 28, 544 (1939); 22, 463 (1936); 23, 181 (1937) (Einfluß von Häutchen auf den Elektroden auf die Gestaltung des Bogens).
[1728] W. Ramberg, Ann. d. Phys. 12, 569 (1932).
[1729] L. S. Ornstein und H. Brinkman, Physica 1, 797 (1934).
[1730] D. Th. J. ter Horst, H. Brinkman und L. S. Ornstein, Physica 2, 652 (1935).
[1731] M. J. Druyvesteyn, Nature 137, 580 (1936); Phil. Mag. 23, 240 (1937).
[1732] N. Warmholtz, Nature 138, 36 (1936).
[1733] H. Hörmann, Zs. f. Phys. 97, 539 (1935) (Temperaturverteilung und Elektronenkonzentration in frei brennenden Bögen).
[1734] P. Rossbach und R. Seeliger, Zs. f. Phys. 116, 267 (1940) (Neue Bogenform).
[1735] B. Kirstein, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken 16, Heft 3 (1938) (Verluste an den Elektroden).
[1736] H. J. Höfert, Ann. d. Phys. 35, 547 (1939) (Übergang von der Glimmentladung zur Bogenentladung durch kurze Stromimpulse).
[1737] F. A. Maxfield, H. R. Hegbar and J. R. Eaton, Phys. Rev. 55, 592 (1939) (Spezifische Erscheinungen beim Übergang von der Glimm- zur Bogenentladung).
[1738] Hsu Jun Fan, Phys. Rev. 55, 769 (1939). (Übergang von der Glimm- in die Bogenentladung).
[1739] H. P. Fink, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken 17, Heft 3, 45 (1938) (Zündung des Bogens bei Abbruch des Stromkreises).
[1740] J. Bethenod, CR 208, 562 (1939) (Mathematische Behandlung der Brennbedingung des Petrow-Bogens bei Wechselstrom).
[1741] J. von Calker, Zs. f. techn. Phys. 20, 55 (1939) (Einrichtung für die Zündung eines Bogens).
[1742] P. L. Betz and S. Karrer, Phys. Rev. 49, 860 (1936) (Anfangs-Strom-Spannungs-Charakteristik eines Bogens).
[1743] J. D. Cobine, Phys. Rev. 53, 911 (1938) (Rolle der Oxydfilme auf den metallischen Elektroden für die Bildung eines Bogens).
[1744] A. B. White, Phys. Rev. 53, 935 (1938) (Charakteristik eines Bogens mit Cu-Elektroden in Luft).
[1745] F. A. Maxfield and G. L. Fredendall, Journ. of Appl. Phys. 9, 600 (1938) (Übergangscharakteristik von der Glimm- zur Bogenentladung).
[1746] T. Katagama, ETJ 3, 40 (Febr. 1939) (Dynamische Bogencharakteristik).
[1747] C. G. Suits, Journ. of Appl. Phys. 10, 203, 728 und 730 (1939); Phys. Rev. 55, 561 (1939) (Bogencharakteristik bei einer Stromstärke von 1000 A).
[1748] H. P. Fink, Naturwissensch. 25, 284 (1937) (Oszillographieren der Bogencharakteristik).
[1749] B. M. Robertson, Phys. Rev. 49, 461 (1936); 53, 578 (1938).
[1750] C. Kenty, Journ. of Appl. Phys. 10, 714 (1939), Note on the Behavior of High Intensity Mercury Arcs Falling Freely under Gravity.
[1751] S. Hop, ETJ 3, 99 (1939) (Elektrodenzerstäubung im Bogen).
[1752] B. Kirstein, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken 16, Heft 1, 72 (1937).
[1753] W. Lochte-Holtgreven und H. Maecker, Zs. f. Phys. 105, 1 (1937), Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 18, 14 (1937) (Temperaturbestimmungen im Bogenschlauch).

[1754] И. Б. Беляков, Бодин и С. Л. Мандельштам, ЖТФ 10, 332 (1940), Температура дуги между Fe-электродами (Temperatur eines Lichtbogens zwischen Eisenelektroden).
[1755] R. C. Mason, Physica 5, 777 (1938).
[1756] H. B. Lobstein, Physica 6, 581 (1939).
[1757] L. Tonks, Am. Electrochem. Soc. Trans. 72, 167 (1937) (Abfall des Bogens bei geringen Drücken und starken Strömen).
[1758] I. Langmuir, Gen. El. Rev. 27, 770 (1924), Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures.
[1759] Б. Н. Клярфельд и Н. А. Полетаев, ДАН СССР 23, 465 (1939) (Konzentrationsabnahme des Gases in den engen Abschnitten der positiven Säule).
[1760] W. Finkelnburg, Zs. f. Phys. 112, 305 (1939); 113, 562 (1939); 114, 734 (1939); 116, 214 (1940), Untersuchungen über Hochstromkohlebögen.
[1761] C. Kenty, Journ. of Appl. Phys. 9, 600 (1938).
[1762] M. Steenbeck, Phys. Zs. 38, 1019 (1937), Untersuchungen am Luftlichtbogen im schwerefreien Raum.
[1763] A. S. Fry, Phys. Rev. 51, 63 (1937) (Vier spezielle Formen des Bogens).
[1764] B. Kirstein und F. Koppelmann, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken 16, Heft 1, 51 und 16, Heft 3, 26 (1937).
[1765] R. W. Schmidt, Zs. f. Phys. 106, 35 (1937) (Emission der verschiedenen Teile des Bogens).
[1766] A. M. Stone, E. S. Lamar and K. T. Compton, Phys. Rev. 55, 1145, 1235 (1939); 57, 212 (1940) (Bogen in N_2).
[1767] J. D. Cobine, R. B. Power and L. P. Winsor, Phys. Rev. 54, 312 (1938); Journ. of Appl. Phys. 10, 420 (1939) (Kurzer Bogen bei Druck bis 8 Atm.).
[1768] F. Koppelman, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken 16, Heft 3, 1 (1937) (Impulsbogen).
[1769] B. Kirstein und F. Koppelman, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken 16, Heft 3, 56 (1937) (Theorie der positiven Säule eines Bogens und ihre experimentelle Prüfung).
[1770] C. G. Suits, Phys. Rev. 55, 198 (1939), Convection Currents in Arcs in Air.
[1771] В. А. Кизель, ЖТФ 9, 2023 (1939) (Lichtbogen im Vakuum).
[1772] М. Д. Габович, ЖТФ 9, 2104 (1939) (Ausbildung des Lichtbogens).
[1773] S. G. Eskin, Journ. of Appl. Phys. 10, 631 (1939), Energy Measurements of Reigniting A. C. Arcs.
[1774] C. G. Suits, Journ. of Appl. Phys. 10, 648 (1939) (Bogen in H_2; drei Zustände).
[1775] S. Fukuda and S. Hoh, ETJ 3, 195 (1933) (Messung des Durchmessers des Bogenschlauches).
[1776] W. Lochte-Holtgreven und H. Maecker, Zs. f. Phys. 116, 267 (1940) (Neue Form des Bogens).
[1777] E. Podszus, Zs. f. Phys. 116, 352 (1940) (Nebenerscheinungen im Bogen).
[1778] H. B. Lobstein, Physica 6, 581 (1939). Variation of Temperature in a Metal-Carbon Arc.
[1779] W. Mathiesen, Untersuchungen über den elektrischen Lichtbogen, Leipzig 1921.
[1780] W. Weizel, Zs. f. Phys. 122, 620 (1944), Über den Einfluß der Konvektion auf einen Lichtbogen (Über die verschiedenen Faktoren, die zur Stabilisierung des Bogens führen).
[1781] R. Mannkopf, Zs. f. Phys. 76, 396 (1932); 86, 161 (1933) (Theorie des Bogens).

[1782] D. Th. J. ter Horst, Physica 3, 131 (1936) (Dynamische Charakteristik des Bogens).

[1783] E. Podszus, Zs. f. Phys. 115, 651 (1941), Siedepunkt, Schmelzpunkt der Kohle und die Temperatur des positiven Kraters.

[1784] N. Warmholtz, Physica 7, 209 (1940) (Fixierung des Kathodenfeldes auf einer Quecksilberoberfläche).

[1785] J. Slepian, W. E. Beckey and M. J. Kofoid, Journ. of Appl. Phys. 13, 113 (1942), Arc Cathodes of Low Current Density at High Amperage.

[1786] C. G. Smith, Phys. Rev. 62, 48 (1942); 67, 201 (1945) (Untersuchung des Kathodenfeldes auf einer Quecksilberoberfläche).

[1787] Л. Проскурьевский, ЖЭТФ 15, 459 (1945), Фонтанирование ртути в фиксированном катодном пятне ртутной дуги низкого давления (Quecksilberaustritt aus den fixierten Kathodenflächen eines Hg-Bogens bei niedrigem Druck).

[1788] F. Kesselring, ETZ 55, 92, 116 und 165 (1934) (Untersuchung des elektrischen Bogens bei atmosphärischem Druck).

[1789] H. Witte, Zs. f. Phys. 88, 415 (1934), Experimentelle Trennung von Temperaturanregung und Feldanregung im elektrischen Lichtbogen.

[1790] J. Kömmnick, Ann. d. Phys. 15, 273 (1932) (Umfangreiches experimentelles Material über die Bogenentladung in Quecksilberdämpfen).

[1791] J. Kömmnick und E. Lübcke, Phys. Zs. 33, 214 (1932) (Messung des Kathodenfalls in der Bogenentladung von Quecksilberdämpfen).

[1792] H. Schmick und R. Seeliger, Zs. f. Phys. 29, 168 (1928) (Übergang zwischen verschiedenen Stadien).

[1793] R. Seeliger und H. Wulfkegel, Ann. d. Phys. 6, 87 (1930) (Zerstäubung metallischer Kathoden bei der Bogenentladung).

[1794] A. W. Hull and F. E. Elder, Journ. of Appl. Phys. 13, 171 (1942), The Phase of Arcback.

[1795] J. E. White, Journ. of Appl. Phys. 13, 265 (1942), A new Approach to the Study of Arcbacks.

[1796] F. H. Newman, Phil. Mag. 7, 830 (1934), The Cathode Fall in the Hydrogen Arc.

[1797] H. G. McPhearson, Phys. Rev. 66, 357 (1944), The Energy Balance of the Positive Crater of the Carbon Arc.

[1798] P. L. Copeland and C. Lufey, Phys. Rev. 65, 66 (1944), The Stability of a Mercury Arc as a Funktion of Cathode Pool Area.

[1799] J. C. Barnes, Phys. Rev. 65, 356 (1944) (Bogen bei Drehung einer Elektrode).

[1800] Л. Сена, ЖЭТФ 15, 427 (1947), О механизме возникновения дуги при разрыве цепи (Über den Entstehungsmechanismus des Lichtbogens bei der Unterbrechung des Stromkreises; mögliche Ursache: Autoelektronenemission).

[1801] Г. А. Кукеков, ЖТФ 11, 229 und 972 (1941) (Lichtbogen im Magnetfeld).

[1802] C. G. Smith, Phys. Rev. 63, 217 (1943).

[1803] Б. М. Шляпошников, ЖТФ 16, 1031 (1946), О возбуждении катодного пятна пропусканием тока через полупроводник, опущенный в ртуть (Über die Entstehung des Kathodenflecks durch den Stromdurchgang durch einen im Quecksilber angebrachten Halbleiter; Theorie über die Zündung eines Ignitrons).

[1804] Б. Клярфельд и В. Соболев, ЖТФ 17, 319 (1947), Катодная область ртутной дуги (Das Kathodengebiet des Quecksilberlichtbogens).

[1805] Т. А. Суетин, ЖТФ 17, 809 (1947), Влияние электрической цепи на колебания в дуговом разряде низкого давления (Der Einfluß des elektrischen Stromkreises auf die Schwingungen in der Bogenentladung niedrigen Druckes).

[1806] И. С. Абрамсон и Н. С. Свентицкий, ЖТФ 17, 43 (1947), Исследование активизированной дуги переменного тока (Die Untersuchungen eines Wechselstrombogens).

[1807] Ch. G. Smith, Phys. Rev. 69, 96 (1946), Cathode Dark Space and Negative Glow of a Mercury Arc.

[1808] S. Yamamura, Journ. of Appl. Phys. 21, 193 (1950) (Über einige Besonderheiten der Bewegung des elektrischen Bogens im Magnetfeld).

[1809] И. С. Абрамсон и С. Л. Мандельштам, Изв. АН СССР, серия физическая 11, 223 (1947), Оптические и электрические исследования быстропеременных процессов в активизированной дуге переменного тока (Optische und elektrische Untersuchungen schnellveränderlicher Prozesse im Wechselstrombogen).

[1810] Н. А. Прилежаева, Н. К. Рубцова и В. П. Сычев, Изв. АН СССР, серия физическая 11, 239 (1947), О концентрации и распределении вещества электродов в дуговом и искровом разрядах (Über Konzentration und Materialverteilung der Elektroden bei der Bogen- und der Funkenentladung).

[1811] А. К. Русанов, Изв. АН СССР, серия физическая 11, 303 (1947), Процесс испарения элементов в угольной дуге и стабилизация температуры пламени дуги (Die Verdampfung von Elementen im Kohlebogen und die Stabilisierung der Flammentemperatur des Bogens).

[1812] R. Rompe und W. Weizel, Ann. d. Phys. 1, 350 (1947), Stabilitätsbedingungen und Schwingungsanregung bei Lichtbögen.

[1813] J. Rothstein, Phys. Rev. 73, 214 (L) (1948), On the Mechanism of Electron Emission at the Cathode Spot of an Arc (Neue Erklärung des Bogens mit kalter Kathode).

[1814] R. Holm, Journ. of Appl. Phys. 20, 715 (1949), Vaporization of the Cathode in the Electric Arc.

[1815] W. Finkelnburg, Phys. Rev. 74, 1475 (1948), Theory of Production of Electrode Vapor Jets by Sparks and Arcs.

[1816] J. D. Cobine and C. J. Gallagher, Phys. Rev. 74, 1524 (1948), Current Density of the Arc. Cathode Spot.

[1817] J. Rothstein, Phys. Rev. 74, 228 (1948) (Theorie des Kathodenflecks).

[1818] J. Rothstein, Phys. Rev. 75, 1323 (A), 1335 (A) 1336 (A) (1949).

[1819] W. Finkelnburg, Journ. of Appl. Phys. 20, 468 (1949), The High Current Carbon Arc and Its Mechanism.

[1820] J. M. Somerville and W. R. Blevin, Phys. Rev. 76, 982 (L) (1949), Current Densities in the Cathode Spots of Transient Arcs.

[1821] В. К. Прокофьев, Г. П. Старцев и К. И. Таганов, Изв. АН СССР, серия физическая 12, 392 (1948), Некоторые детали горения дуги п ременного тока (Einige Bemerkungen zur Zündung des Wechselstrombogens).

[1822] И. С. Абрамсон, Изв. АН СССР, серия физическая 12, 395 (1948), Схема генератора активизированной дуги переменного тока в газе (Erzeugung eines Wechselstrombogens in einem Gas).

[1823] З. П. Галкина и В. Л. Грановский, ЖТФ 18, 585 (1948), Исследоваине процесса изменения силы самостоятельного тока в газе (Untersuchung der Intensitätsveränderungen eines selbständigen Stromes in einem Gas).

[1824] Н. Н. Соболев, ЖТФ 18, 753 (1948), Ток и напряжение в короткой конденсированной дуге (Strom und Spannung in einem kurzen starken Bogen).

[1825] Н. А. Карелина и Б. Н. Клярфельд, ЖТФ 18, 1235 (1948), Падение напряжения на электродах в инертных газах (Spannungsabfall an den Elektroden in inerten Gasen).

[1826] J. Rothstein, Phys. Rev. 78, 331 (A) (1950), Holes and Retrograde Spot Motion in a Magnetic Field.

[1827] C. Kenty and W. J. Karasch, Phys. Rev. 60, 66 (1941); 78, 625 (1950) (Bestimmung der Gastemperatur in der positiven Säule eines Bogens mit Hilfe der Röntgenstrahlenabsorption).
[1828] A. Engel und M. Steenbeck, Wissenschaftl. Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern 10, 155 (1931).
[1829] O. Koch, Zs. f. Phys. 126, 507 (1949).
[1830] W. Elenbaas, Philips Research Reports 2, 20 (1947) (Quecksilberhochdruckbogen).
[1831] C. Kenty, Phys. Rev. 78, 626 (L) (1950), The Temperature of the Mercury Arc (Gegenüberstellung der Ergebnisse verschiedener Untersuchungsmethoden).
[1832] W. Weizel und R. Rompe, Theorie elektrischer Lichtbögen und Funken, Leipzig (1949).
[1833] R. Mannkopf, Zs. f. Phys. 120, 228 (1942).
[1834] W. Weizel und J. Farbander, Zs. f. Phys. 120, 252 (1943) (Über Prozesse an der Anode des tönenden Bogens).
[1835] Schluge und Finkelnburg, Zs. f. Phys. 122, 714 (1944) (Über das Tönen gleichartiger Kohlebögen).
[1836] H. Bartels, Zs. f. Phys. 127, 243 (1950) (Neue Methode der Temperaturmessung in der Säule eines Bogens mit hohen Temperaturen).

zu Kapitel XVII

Zusammenfassende Arbeiten

[1837] G. Heller, Philips Technical Rev. 1, 2, 62, 70, 87, 97, 120 und 129 (1936).
[1838] G. Heller, Physica 6, 389 (1935) (Theorie der Schlauchentladung).
[1839] W. Elenbaas, Physica 1, 211 (1934); 2, 155, 169, 757 und 787 (1935); 3, 12, 219, 484, 859, 947 (1936); 4, 279, 413, 747 (1937); Rev. d'Opt. 15, 343 (1934); Phys. Rev. 55, 294 (1939); Zs. f. techn. Phys. 17, 61 (1936).
[1840] H. Hörmann, Zs. f. Phys. 97, 539 (1935).
[1841] E. S. Lamar, Phys. Rev. 49, 861 (1936).
[1842] W. Elenbaas, Physica 2, 169 (1935), Ähnlichkeitsgesetze der Hochdruckentladung.
[1843] V. Voss, Phil. Mag. 26, 1000 (1938), Arcs in Various Metalls in Capillary Tubes.
[1844] E. Olson, Arkiv f. Math., Astron. och Physik, Stockholm 26, B. 4 (1938).
[1845] C. Kenty, Phys. Rev. 51, 1025 (1937); Journ. of Appl. Phys. 9, 53 (1938), Convection Currents in Mercury Arcs.
[1846] C. G. Suits and H. Poritzky, Phys. Rev. 52, 136, 245 (1937), Interpretation of High Pressure Arc (Ar, Ne, He, H_2 bis 1200 Atm.).
[1847] T. Harada, ETJ 3, 33 (1939), Characteristics of A. C. Mercury Arcs.
[1848] R. Rompe und P. Schulz, Zs. f. Phys. 113, 10 (1939), Über die Wärmeverteilung in der Hochdrucksäule.
[1849] W. Elenbaas und W. de Groot, Physica 2, 807 (1935), Die Totalstrahlung der Super-Hochdruck-Quecksilberentladung.
[1850] W. de Groot, Zeeman Verh. (1935), 312, Das Emissions- und Absorptionspektrum des Quecksilbers bei sehr hohen Drücken (bis 300 Atm.).
[1851] R. Rompe und W. Thouret, Phys. Zs. 37, 803 (1936); Zs. f. tech. Phys. 17, 377 (1936), Die Leuchtdichte der Quecksilberentladung bei hohen Drücken.
[1852] H. Krefft, K. Larche und F. Rössler, Phys. Zs. 37, 800 (1936); Zs. f. techn. Phys. 17, 374 (1936), Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drücken.
[1853] W. Elenbaas, Physica 3, 859 (1936). Die Intensitätsverteilung und die Gesamtstrahlung der Superhochdruck-Quecksilberentladung.

[1854] W. Elenbaas, Zs. f. techn. Phys. 17, 61 (1936), Über die mit der wassergekühlten Hg-Superhochdruckröhre erreichbare Leuchtdichte.
[1855] Unsöld, Ann. d. Phys. 33, 607 (1938) (Theorie).
[1856] W. Elenbaas, Physica 6, 298 (1939), Über das kontinuierliche Spektrum des Quecksilberbogens.
[1857] R. Rompe und P. Schulz, Zs. f. Phys. 108, 654 (1938), Die Breite der Spektrallinien in der Hg-Hochdruckentladung.
[1858] J. Kern, Zs. f. techn. Phys. 19, 249 (1938), Die Strahlung der Hochdruckentladung in Quecksilberdampf in verschiedenen Bereichen des Spektrums.
[1859] J. Kern und P. Schulz, Zs. f. Phys. 111, 454 (1938/39); Zs. f. techn. Phys. 20, 148 (1939) (Energieverteilung über die einzelnen Spektrallinien).
[1860] Г. М. Янкин, ЖТФ 8, 45 (1938), Зондовые статические измерения в трубках газового разряда при высоком давлении (Statische Sondenmessungen in Gasentladungsröhren bei hohem Druck).
[1861] P. Schulz, Phys. Zs. 39, 899 (1938); Zs. f. techn. Phys. 19, 585 (1938) (Breite und Verschiebung der Spektrallinien).
[1862] R. Rompe, P. Schulz und W. Thouret, Zs. f. Phys. 112, 369 (1939), Über das Verhalten der kontinuierlichen Quecksilberstrahlung bei hohen Dichten.
[1863] H. Maecker und W. Lochte-Holtgreven, Zs. f. Phys. 116, 267 (1940) (Über eine neue Form eines stabilisierten Bogens).
[1864] R. Rompe, W. Thouret und W. Weizel, Zs. f. Phys. 122, 1 (1944) (Zur Frage der Stabilisierung eines frei brennenden Bogens).
[1865] W. Elenbaas, Physica 9, 53 (1942) (Neue Methode zur Bestimmung der Temperatur in Hochdruckentladungen).
[1866] А. Матвеев и Харахорин, ЖТФ 10, 1021 (1940), Пробой в сжатых газах (Durchschlag in komprimierten Gasen).

zu Kapitel XVIII

[1867] А. С. Зингерман, Теория и механизм пробоя газа, УФН 25, 55—97 (1941) (Theorie und Mechanismus des Durchschlags in Gasen; Literaturverzeichnis).
[1868] М. А. Бах и Н. Н. Николаевская, Молния и её физическая природа, УФН 22, 294—356 (1939) (Der Blitz und seine physikalische Natur; Literaturverzeichnis).
[1869] L. B. Loeb and A. F. Kip, Journ. of Appl. Phys. 10, 142 (1939).
[1870] L. B. Loeb and T. Meek, Journ. of Appl. Phys. 11, 438 und 459 (1940).
[1871] Л. И. Сиротинский и др., Техника высоких напряжений, вып. I, ОНТИ, М.-Л. 1940 (Hochspannungstechnik).
[1872] Сборник: Изучение молнии, искрового разряда и защитного действия молниеотводов, Труды ВЭИ, вып. 36, Госэнергоиздат, 1940—статьи И. С. Стекольникова, А. П. Белякова и А. А. Акопяна (Sammelwerk: Untersuchung des Blitzes, der Funkenentladung und der Schutzwirkung von Blitzableitern; siehe dort die Arbeit von I. S. Stekolnikow, A. P. Beljakow, A. A. Akopjan).
[1873] И. С. Стекольников, Молния, Изд. АН СССР, М.-Л. (1940) (Der Blitz).
[1874] И. С. Стекольников, Физика молнии и грозозащита, Изд. АН СССР, М.-Л. 1943 (Die Physik des Blitzes und des Gewitterschutzes).
[1875] L. B. Loeb and T. Meek, The Mechanism of the Electric Spark, Oxford 1941.
[1876] B. Walter, Ann. d. Phys. 34, 644—664 (1938), Über die Entstehungsweise der Bahnlinie eines Blitzes und die weiteren Vorgänge in ihm.
[1877] S. Franck, Meßentladungsstrecken, Springer 1931.
[1878] K. B. Eachorn and W. A. McMorris, Gen. El. Rev. 39, 487—496 (1936), The Lightning Stroke: Mechanism of Discharge.

[1879] B. L. Goodlet, Journ. I. E. E. 81, 1—26 (1937), Lightning.
[1880] H. J. White, Phys. Rev. 46, 330 (1934).
[1881] H. Norinder, Journ. of Frankl. Inst. 218, 717 (1934).
[1882] R. Schiering, Arch. f. Elektrotechn. 30, 455 (1936).
[1883] F. Frey, Phys. Zs. 37, 688 (1936).
[1884] M. Toepler, Arch. f. Elektrotechn. 30, 663 (1936).
[1885] H. Müller, Elektrotechn. Zs. 56, 1379 (1935).
[1886] A. Hippel, Zs. f. Phys. 80, 19 (1933).
[1887] H. Kraemer, Arch. f. Elektrotechn. 28, 703 (1934).
[1888] U. Nakaya and F. Jamasaki, Nature 134, 496 (1934); Proc. Roy. Soc., London, A 148, 446 (1935).
[1889] H. Kraemer, Arch. f. Elektrotechn. 29, 782 (1935); Zs. f. Phys. 92, 647 (1935).
[1890] C. D. Bradley, Phys. Rev. 47, 802 (1935).
[1891] T. E. Allibone and B. F. J. Schonland, Nature 134, 736 (1934).
[1892] U. Nakaya, Proc. Roy. Soc., London, A 153, 542 (1936).
[1893] R. Holm, Zs. f. Phys. 102, 138 (1936).
[1894] U. Nakaya and F. Jamasaki, Proc. Roy. Soc., London, A 153, 542 (1936).
[1895] A. B. Lewis, Journ. of Appl. Phys. 10, 573 (1939), Effects of Irridiation Humidity and Sphere Material on the Sparkover Voltage of the Two-Centimeter Sphere Gap.
[1896] C. D. Bradley and L. B. Snoddy, Phys. Rev. 47, 541 (1935).
[1897] M. Kornetzki, V. Fomin und R. Steintz, Zs. f. techn. Phys. 14, 274 (1933).
[1898] J. Clausnitzer, Phys. Zs. 34, 791 (1933).
[1899] W. McFarlane, Phil. Mag. 16, 865 (1933).
[1900] S. Franck, Zs. f. Phys. 87, 323 (1934).
[1901] J. C. Purkaru, C. R. 198, 158 (1934); Zs. f. Phys. 93, 315 (1935).
[1902] M. A. Левитская, ЖЭТФ 2, 258 (1934).
[1903] M. Laporte, C. R. 210, 1108 (1935); M. Laporte et Pierejean, C. R. 202, 643 (1936).
[1904] E. Kluss, Arch. f. Elektrotechn. 30, 18 (1936).
[1905] J. Müller-Ströbel, Archiv f. Elektrotechn. 31, 233 und 609 (1937); 33, 347 (1939) (Gleitentladung).
[1906] F. H. Merril and A. Hippel, Phys. Rev. 55, 1122 (1939). Journ. of. Appl. Phys. 10, 873 (1939) (Gleitentladung).
[1907] L. B. Snoddy and J. W. Beams, Phys. Rev. 55, 663 (1939) (Gleitentladung).
[1908] G. Praetorius, Archiv f. Elektrotechn. 34, 83 (1940) (Gleitentladung).
[1909] F. G. Dunnigton, Phys. Rev. 37, 230 (1931); 38, 1535 (1931).
[1910] L. Hamos, Ann. d. Phys. 7, 857 (1930).
[1911] J. H. White, Phys. Rev. 46, 99 (1934).
[1912] A. de Stefano and B. Feretti, N. Cimento 16, 20 (1939).
[1913] R. N. Varney, Phys. Rev. 57, 72 (1940) (Schwierigkeiten der Townsendschen Theorie).
[1914] E. Flegler und H. Raether, Zs. f. Phys. 99, 635 (1936); 103, 315 (1936); Zs. f. techn. Phys. 16, 435 (1935).
[1915] H. Raether, Zs. f. Phys. 94, 567 (1935); 107, 91 (1937); 112, 464 (1939); Phys. Zs. 37, 560 (1936); Archiv f. Elektrotechn. 34, 49 (1940).
[1916] A. M. Cravath and L. B. Loeb, Physics 6, 125 (1935).
[1917] J. M. Meek, Phys. Rev. 57, 247 und 722 (1940); 58, 195 und 196 (1940); Journ. Frankl. Inst. 230, 229 (1940); Journ. I. E. E. 89, Teil I, 335 (1942).
[1918] F. Ollendorf, Arch. f. Elektrotechn. 26, 193 (1932).
[1919] S. Whitehead, Dielectric Phenomena, New York 1927, Seite 42.
[1920] T. E. Allibone, Journ. I. E. E. 82, 513 (1938), The Mechanism of the long Spark.

[1921] T. E. Allibone and J. M. Meek, Proc. Roy. Soc., London, A 166, 97 (1938); A 169, 246 (1938), The Development of the Spark Discharge (Boyc-Kamera).
[1922] И. С. Маршак, ЖТФ 13, 59 (1943).
[1923] J. Zeleny, Journ. of Appl. Phys. 13, 444 (1942).
[1924] U. Neubert, Zs. f. Phys. 114, 705 (1939) (Besondere Funkenform).
[1925] С. М. Райский, ЖТФ 9, 1719 (1939); 10, 431 (1940).
[1926] Fahlenbroch, Umschau Wiss. Techn. 41, 383 (1937).
[1927] C. F. Bareford, Phil. Mag. 20, 825 (1935).
[1928] J. A. Chiles Jr., Phys. Rev. 49, 860 (1936).
[1929] H. A. Robinson, Zs. f. Phys. 101, 658 (1936)
[1930] J. Thomson, Phil. Mag. 13, 824 (1932); 15, 682 (1933) (Hochfrequenzfunken).
[1931] Д. А. Рожанский, Ann. d. Phys. 36, 281 (1911) (Hochfrequenzfunken).
[1932] H. Kaiser und A. Wallraff, Ann. d. Phys. 34, 297 (1939) (Hochfrequenzfunken).
[1933] J. J. Sämmer, Zs. f. Phys. 83, 814 (1933) (Theorie).
[1934] E. Blum und W. Finkelnburg, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 18, 3 (1937); Zs. f. techn. Phys. 18, 61 (1937) (Bestimmung der Maximalstromwerte bei der Funkenentladung mit Hilfe der Magnetisierungsmethode).
[1935] B. F. J. Schonland, Phil. Mag. 23, 503 (1937).
[1936] A. M. Cravath and L. B. Loeb, Phys. Rev. 47, 259 (1935).
[1937] И. Стекольников и А. Беляков, ЖЭТФ 8, 444 (1938). Экспериментальное изучение искрового разряда (Experimentelle Untersuchung der Funkenentladung).
[1938] B. F. J. Schonland and H. Collens, Proc. Roy. Soc., London, A 143, 654 (1934), Progressive Lightning I (Vorläufige Resultate).
[1939] B. F. J. Schonland, D. J. Malan and H. Collens, ebenda A 152, 595 (1935), Progressive Lightning II.
[1940] D. J. Malan and H. Collens, ebenda A 162, 175 (1937), Progressive Lightning III, The Fine Structure of Return Lightning Strokes.
[1941] B. F. J. Schonland, ebenda A 164, 132 (1938), Progressive Lightning IV, The Discharge Mechanism.
[1942] B. F. J. Schonland, D. B. Hodges and H. Collens, ebenda A 166, 56 (1938), Progressive Lightning V, A Comparison of Photographic and Electrical Studies of the Discharge Process.
[1943] B. F. J. Schonland, D. J. Malan and H. Collens, ebenda A 168, 455 (1938) (Anomale Fälle des Blitzes).
[1944] J. Meek, Phys. Rev. 55, 972 und 1122 (1939), The Mechanism of the Lightning Discharge.
[1945] A. B. Lewis, Journ. of Appl. Phys. 10, 573 (1939), Effects of Irradiation, Humidity and Sphere Material on Sparkover Voltage of 2-cm Sphere Gap.
[1946] L. B. Loeb, Phys. Rev. 55, 1121 (1939), The Definition of the Sparking Potential.
[1947] J. M. Meek, Journ. of Frankl. Inst. 230, 229 (1940), A Theoretical Determination of Breakdown Voltage for Sphere Gaps.
[1948] J. M. Meek, Proc. Phys. Soc., London, 52, 547 (1940), The Variation of Sparking Potential with Initial Photoelectric Current.
[1949] К. С. Вульфсон, Изв. АН СССР, сер. физич. 9, 239 (1945) (Über die Impulsentladung in inerten Gasen).
[1950] L. B. Snoddy and J. W. Beams, Phys. Rev. 57, 63 (1940), A Laboratory Study of Spark Discharge between Conducting Clouds.
[1951] Th. Neugebauer, Zs. f. Phys. 106, 474 (1936) (Theorie des Kugelblitzes).
[1952] Я. И. Френкель, ЖЭТФ 10, 1424 (1940), О природе шаровой молнии (Über die Natur des Kugelblitzes).
[1953] L. B. Loeb, Journ. of Frankl. Inst. 210, 15 (1936), The Problem of the Mechanism of Spark Discharge.

[1954] S. Franck, Arch. f. Elektrotechn. 28, 485 (1934), Der Staubeinfluß bei Funkenstrecken.

[1955] L. B. Snoddy, Phys. Rev. 37, 1678 (1931) (Funken im Hochvakuum zwischen Metallkathoden).

[1956] L. H. Fisher, Phys. Rev. 65, 153 (1944) (Experimentelle Prüfung der Meekschen Theorie; U_z für Luft).

[1957] J. W. Flowers, Phys. Rev. 64, 225 (1943), Channel of the Spark Discharge.

[1958] Н. Н. Соболев, ЖЭТФ 13, 137 (1943) (Untersuchung der Abhängigkeit der Funkentemperatur von verschiedenen Bedingungen auf optischem Wege).

[1959] K. S. Fitzsimmons, Phys. Rev. 61, 175 (1942) (Prüfung der Meekschen Theorie).

[1960] И. С. Абрамсон и И. С. Маршак, ЖТФ 12, 632 (1942), О мощной электрической искре в воздухе при атмосферном давлении (Über den starken elektrischen Funken in Luft bei atmosphärischem Druck).

[1961] В. Г. Корицкий и С. М. Райский, ЖТФ 12, 558 (1942), Некоторые результаты изучения конденсированного искрового разряда (Einige Resultate einer konzentrierten Funkenentladung).

[1962] J. W. Flowers, Phys. Rev. 64, 225 (1943) (Einwand gegen die Theorie von Loeb und Meek).

[1963] L. H. Fisher and G. L. Weissler, Phys. Rev. 66, 95 (1944) (Erklärung der Diskrepanz zwischen dem Experiment und der Meekschen Theorie).

[1964] L. H. Fisher, Phys. Rev. 64, 187 (1943) (Erklärung der Diskrepanz zwischen dem Experiment und der Meekschen Theorie).

[1965] А. Бабушкин, ЖЭТФ 14, 279 (1944), О температуре, степени ионизации и давлении паров в конденсированном разряде через канал узкой трубки (Über Temperatur, Ionisationsgrad und Dampfdruck bei einer konzentrierten Entladung im Kanal einer engen Röhre).

[1966] И. С. Стекольников и А. А. Ламдон, ЖТФ 12, 204 (1942), Результаты магнитозаписи токов молнии в энергообъединениях СССР за 1937—1942 гг. (Ergebnisse der magnetischen Aufzeichnung von Strömen des Blitzes in den Energiewerken der UdSSR 1937—1942).

[1967] В. С. Комельков, ЖТФ 12, 273 (1942), Полевые регистрации максимальной крутизны фронта волн токов молнии (Registrierung der maximalen Steilheit der Wellenfront des Blitzstroms).

[1968] H. Norinder, Journ. of Frankl. Inst. 218, 717 (1934) (Untersuchung des Potentialgradienten mit Antenne und Oszillographen; 190 Oszillogramme).

[1969] С. И. Пекарь и Л. И. Шер, ЖТФ 14, 623 (1944), Применение метода подобия к искровому разряду на поверхности диэлектрика (Anwendung der Ähnlichkeitsmethode zur Funkenentladung auf der Oberfläche eines Dielektrikums).

[1970] H. L. Brose and E. H. Saayman, Ann. d. Phys. 5, 797 (1930).

[1971] B. F. Schonland, J. S. Elder, D. B. Hodges, W. E. Phillips and J. W. van Wyk, Proc. Roy. Soc., London A, 176, 180 (1940), The Waves Form of Atmospherics at Night.

[1972] И. С. Маршак, ЖЭТФ 16, 703, 718 (1946), Стадия большого тока электрической искры в газе при атмосферном давлении (Untersuchung des starken Stroms eines in einem Gas bei Atmosphärendruck auftretenden Funkens).

[1973] И. С. Абрамсон, Н. М. Гегечкори, С. И. Драбкина и С. Л. Мандельштам, ЖЭТФ 17, 862 (1947), О канале искрового разряда (Über den Funkenentladungskanal).

[1974] С. М. Райский, ЖЭТФ 18, 941 (1948), К механизму свечения искры (Zum Mechanismus des Funkenleuchtens; Zerstäubung der Elektroden).

[1975] С. Л. Мандельштам и С. М. Райский, Изв. АН СССР, серия физическая 13, 548 (1949), О механизме электрической эрозии металлов (Über den Mechanismus der elektrischen Erosion der Metalle).
[1976] L. H. Fisher, Phys. Rev. 69, 530 (L) (1946), Some Aspects of Meek's Sparking Equation.
[1977] W. Finkelnburg, Phys. Rev. 74, 222 (L) (1948), Electrode Vapor Jets in Arc and Spark Discharges.
[1978] L. B. Loeb, Rev. of Modern Phys. 20, 151 (1948), Statistical Factors in Spark Discharge.
[1979] L. B. Loeb, Phys. Rev. 74, 210 (1948), The Threshold for Spark Development by Streamer Mechanism in Uniform Fields.
[1980] L. B. Loeb, Phys. Rev. 73, 798 (1948), The Threshold for the Positive Pre-Onset Burst Pulse Corona and the Production of Ionising Photons in Air at Atmospheric Pressure.
[1981] G. Miller and L. B. Loeb, Phys. Rev. 73, 84 (1948), Spark Breakdown at Atmospheric Pressure and Above in Relation to Paschen's Law.
[1982] L. B. Loeb and R. A. Wijsman, Journ. of Appl. Phys. 19, 797 (L) (1948), Theoretical Criterion for Streamer Advance in an Electrical Field.
[1983] L. H. Fisher and B. Bederson, Phys. Rev. 75, 1615 (L) (1949), Search for the Transition of Streamer to Townsend Form of Spark in Air.
[1984] В. В. Межуева, И. С. Стекольников и А. З. Эфендиев, ЖТФ 20, 308 (1950), Исследование начальной стадии искры (Untersuchung der Anfangsstadien des Funkens).
[1985] J. R. Haynes, Phys. Rev. 73, 891 (1948), The Production of High Velocity Mercury Vapor Jets by Spark Discharge.
[1986] А. С. Али-Заде Исследоваине молнии в горных районах Азербайджана, Диссертация, Энергетический ин-т АН СССР (1948) (Untersuchungen des Blitzes in den Gebirgen Aserbaidshans; Dissertation).
[1987] А. С. Али-Заде, «Электричество» за 1946 год № 6, стр. 78, Исследование молнии в Закаталах (Untersuchungen des Blitzes).
[1988] А. С. Али-Заде и А. А. Багдасаров, «Электричество» за 1940 год; Труды Энергетического ин-та АН СССР, т. IV (1940), Изучение молнии в горных местностях Азербайджана (Untersuchungen des Blitzes in den Gebirgen Aserbaidshans).
[1989] В. С. Комельков, ДАН 58, 57 (1947).
[1990] T. Brownlee, El. Eng. 6, 503 (1949).
[1991] Б. Р. Лазаренко и Н. И. Лазаренко, Электроискровая обработка металлов, Госэнергоиздат, М.-Л. (1950) (Bearbeitung von Metallen mit Elektrofunken).

zu Kapitel XX

Handbücher und Monographien

[1992] Н. В. Оболенский, Метеорология. Часть II, отд. 2-й Электрические явления в атмосфере, Гидрометеорологическое изд., М.-Л. 1939, стр. 232—385 (Die elektrischen Eigenschaften der Atmosphäre).
[1993] П. Н. Тверской, Курс геофизики, гл. VI, Электрические явления в атмосфере и земной коре, Гостехиздат, Л.-М. 1939, стр. 212—260 (Lehrgang der Geophysik, Kap. VI: Die elektrischen Eigenschaften der Atmosphäre und der Erdrinde).
[1994] Г. Бенндорф, Атмосферное электричество, ГТТИ, М. 1934 (Atmosphärische Elektrizität).
[1995] П. Н. Тверской, Атмосферное электричество, Гидрометеоиздат, Л. (1949) (Atmosphärische Elektrizität).

[1996] Я. И. Френкель, Теория явлений атмосферного электричества, Гостехиздат, Л.-М. (1949) (Theorie der elektrischen Erscheinungen in der Atmosphäre).
[1997] Г. Рукоп, К. Штёрмер и др., Электрофизика высоких слоёв атмосферы, М. 1934., (Elektrophysik oberer Schichten der Atmosphäre).
[1998] K. Störmer, Sur une problème rélatife au mouvement des corpuscules électriques dans l'espace cosmique, Christiania 1907.
[1999] E. Schweidler, Die Ionenleitung in Gasen, Leipzig 1929.
[2000] S. Chapman, Einige Erscheinungen der oberen Atmosphäre, 1934.
[2001] М. Бонч-Бруевич, Изучение и растпространение радиоволн, Гос. изд. по технике связи, М., 1934 (Untersuchung der Radiowellenausbreitung).
[2002] G. C. Simpson, Proc. Roy. Soc., London, A 114, 376 (1927), The Mechanism of a Thunderstorm.
[2003] G. C. Simpson and F. J. Scrase, Proc. Roy. Soc., London, A 161, 309 (1937), The Distribution of Electricity in Thunderclouds.
[2004] K. Störmer, Astrophys. Norweg, 1, 115 (1935), Trajectories of Electric Particles in the Fields of a Magnetic Dipole with Applications to the Theory of Cosmic Radiation.
[2005] C. Störmer, Elektr. Nachricht. Technik 10, 41 (1933).
[2006] Maris and Hulburt, Phys. Rev. 34, 344 (1929); 36, 1560 (1930).
[2007] I. A. Pierce, Phys. Rev. 59, 625 (1941) (Ionisation der oberen Schichten der Erdatmosphäre beim Flug von Meteoren).
[2008] Я. И. Френкель, ЖЭТФ 18, 799 (1948), Механизм электризации твёрдых и жидких тел при распылении (Elektrisierungsmechanismus fester und flüssiger Körper bei der Zerstäubung).
[2009] В. М. Мучник, ЖЭТФ 19, 469 (1949), К статье Я. И. Френкелья (2008) (Zu den Arbeiten [2008]).
[2010] E. J. Workman and S. E. Reynolds, Phys. Rev. 74, 709 (L) (1948), A suggested Mechanism for the Generation of Thunderstorm Electricity.
[2011] S. Chapman, Phys. Rev. 75, 1333 (A) (1949), Mechanism of Charge Generation in Thunderclouds.
[2012] E. J. Workman and S. E. Reynolds, Phys. Rev. 78, 254 (1950), Electrical Phenomena Ocurring during the Freesing of Dilute Aqueous Solutions and Their Possible Relationship to Thunderstorm Electricity.

zu Kapitel XX

Monographien

[2013] Ф. Пик, Диэлектрические явления в технике высоких напряжений, Госэнергоиздат, Л. 1934 (Dielektrische Erscheinungen in der Hochspannungstechnik)
[2014] Н. А. Капцов, Коронный разряд и его применения в электрофильтрах, Гостехиздат, М.-Л. 1947 (Koronaentladung und ihre Anwendung in Elektrofiltern).
[2015] J. D. Stephenson, Proc. Roy. Soc., London, A 145, 20 (1933).
[2016] J. D. Stephenson, Journ. Inst. Electr. Eng. 73, 69 (1933).
[2017] E. L. E. Wheatcroft and H. Barker, Phil. Mag. 20, 562 (1935).
[2018] W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 29, 130 (1935).
[2019] Н. А Капцов, Изв. АН СССР, ОМЕН, стр. 441 (1938).
[2020] Н. А. Капцов, ЖЭТФ 6, 135 (1936); Phys. Zs. d. Sowjetun. 11, 95 (1937).
[2021] М. Меер, Ю. Мороховский и Н. Капцов, ЖТФ 9, 1364 (1939).
[2022] K. Masch, Arch. f. Elektrotechn. 26, 587 (1932).
[2023] F. H. Sanders, Phys. Rev. 44, 1024 (1933).
[2024] C. de Fassi, L'Electrotechnica 10/VIII (1935).
[2025] Н. А. Капцов, Вестник Московского Университета, № 2, 47 (1946).

[2026] V. Schaffers, Phys. Zs. 14, 981 (1913); 15, 405 (1914).
[2027] C. S. Fazel and S. R. Parsons, Phys. Rev. 23, 598 (1924).
[2028] O. Mayr, Arch. f. Elektrotechn. 18, 270 (1927).
[2029] A. Engel und M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen, Bd. 2, § 10, 13, Berlin (1934).
[2030] W. Deutsch, Ann. d. Phys. 16, 568 (1933); Phys. Zs. 34, 448 (1933).
[2031] И. И. Глотов, Вестник Московского Университета № 2, 57 (1946).
[2032] I. Satoh, Journ. of the Inst. of Electr. Eng. of Japan, Aug. 1932; Memor. Ryojun Coll. Eng. 5, 205 (1932).
[2033] J. H. Bruce, Phys. Zs. 36, 391 (1935).
[2034] R. Holm, Arch. f. Elektrotechn. 18, 567 (1927).
[2035] W. G. Hoover, Electr. Eng. (A. I E. E.) 55, 448 (1936).
[2036] S. P. Zebrowski, Arch. f. Elektrotechn. 25, 649 (1931).
[2037] W. M. Thornton, Phil. Mag. 28, 666 (1939), The Electric Strength of Gases Measured by Corona Discharge.
[2038] M. Radonjitch und A. Thoma, Arch. f. Elektrotechn. 29, 692 (1935).
[2039] J. Kunz, Arch. f. Elektrotechn. 30, 410 (1936).
[2040] A. Gemant, Journ. of Frankl. Inst. 224, 603 (1937).
[2041] L. G. H. Huxley, Phil. Mag. 5, 721 (1928), The Corona Discharge in Helium and Neon.
[2042] A. Güntherschulze und H. Betz, Zs. f. Phys. 100, 269 (1936).
[2043] A. Güntherschulze und H. J. Hesse, Zs. f. Phys. 98, 476 (1936).
[2044] H. Teichmann, Zs. f. Phys. 103, 738 (1936). (Koronarotationseffekt).
[2045] J. M. Gaugain, Annales de Chémie et de Physique 8 (1866).
[2046] Baille, Annales de Chémie et de Physique 25 (1882).
[2047] E. A. Watson, The Electrician (1910), 11/II.
[2048] J. S. Townsend an P. J. Edmunds, Phil. Mag. 27, 789 (1914).
[2049] J. S. Townsend, Phil. Mag. 28, 83 (1914).
[2050] L. G. H. Huxley and J. H. Bruce, Phil. Mag. 23, 1096 (1937), The Stability and some other Properties of the Corona Discharge.
[2051] A. F. Kip, Phys. Rev. 54, 139 (1938); 55, 549 (1939).
[2052] G. W. Trichel, Phys. Rev. 1078 (1938); 55, 382 (1939).
[2053] G. G. Hudson, Phys. Rev. 55, 1122 (1939).
[2054] L. B. Loeb, G. G. Hudson and A. F. Kip, Phys. Rev. 58, 195 (1940).
[2055] W. H. Bennet, Phys. Rev. 58, 992 (1940).
[2056] L. B. Loeb, A. F. Kip, G. G. Hudson and W. H. Bennet, Phys. Rev. 60, 714 (1941).
[2057] G. L. Weissler, Phys. Rev. 57, 253 und 340 (1940); 59, 217 (1941).
[2058] K. S. Fitzsimmons, Phys. Rev. 57, 251 (1940); 61, 175 (1942).
[2059] K. S. Fitzsimmons, L. B. Loeb and J. M. Meek, Phys. Rev. 58, 187 (1940).
[2060] St. Gorril, Phys. Rev. 55, 1121 (1939), Cloud Chamber Studies of Positive Point to Plane Discharge in Air at Atmospheric Pressure.
[2061] H. Hinderer und A. Walter, Zs. f. Phys. 117, 213 (1941).
[2062] V. B. Waithman and W. R. Baker, Phys. Rev. 57, 252 (1940), Probe Measurements in Point-to-Plane Corona Discharge in Air.
[2063] S. Jadoff, Rev. Génér. Electr. 46, 179 (1939) (Korona mit Spitze; Elektrischer Wind).
[2064] R. Uenisi, ETJ 2, 61 (1938).
[2065] H. C. Pollock and F. S. Cooper, Phys. Rev. 55, 953 (1939), Pressure on the Positive Point-to-Plane Discharge in N_2, O_2, CO_2, SO_2, SF_6, CCl_2F_2, Ar, He and H_2.
[2066] H. Kaiser und A. Wallraff, Zs. f. Phys. 112, 215 (1939), Übergangsformen zwischen Bogen- und Glimmentladung bei Funkenfolgen.

[2067] S. Zebrowsky and Popkoff, Phys. Zs. d. Sowjetun. 11, 667 (1937).
[2068] F. Borgnis, Ann. d. Phys. 31, 745 (1938) (Integration der Poissonschen Gleichung unter Berücksichtigung der Diffusion).
[2069] J. S. Carrol and M. M. Rockwell, Electr. Eng. 56, 558 (1937) (Empirische Berechnung des Verlustes in der Korona auf der Grundlage experimenteller Werte).
[2070] J. Satoh, M. Nakayawa und C. Asada, ETJ, 3, 66 (März 1939).
[2071] W. Stockmeyer, Wiss. Veröff. aus dem Siemens-Konzern 13, Heft 2, 27 (1934).
[2072] И. К. Федченко, ЖТФ 8, 633 (1938), Новый метод исследования импульсной короны (Eine neue Methode zur Untersuchung der Impulskorona; Photographische Aufnahme des Impulsstreamers).
[2073] B. Cozzens and W. S. Peterson, Trans. AIEE 58, 137 und 156 (1939).
[2074] J. Satoh and M. Nakayawa, ETJ 4, 123 (Juni 1940).
[2075] R. Strigel, Wiss. Veröff. aus d. Siemens-Werken 15, Heft 1, 68 (1936), Vergleichende Messungen über Gleich- und Wechselspannungskorona an Doppelleitungen.
[2076] H. F. Bulind, Phil. Mag. 18, 909 (1934); 20, 68 (1935).
[2077] J. Zeleny, Journ. of Frankl. Inst. 218, 685 (1934).
[2078] O. Daubenspeck, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 16, 47 (1935).
[2079] H. Lange, Arch. f. Elektrotechn. 31, 411 (1937).
[2080] J. H. Bruce, Phys. Zs. 35, 412 (1934).
[2081] A. Engel, Zs. f. Phys. 68, 678 (1931), Über die Wechselspannungskoronaentladung an oxydierten Kupferelektroden.
[2082] F. M. Penning, Phil. Mag. 12, 961 (1931) (Unterschied der Zündspannung für positive und negative Korona in Neon).
[2083] J. H. Bruce, Phil. Mag. 10, 476 (Koronaentladung in Wasserstoff).
[2084] W. H. Bennett, Journ. of Appl. Phys. 13, 199 (1942), Streamering in Negative Corona.
[2085] G. L. Weissler and L. B. Loeb, Phys. Rev. 62, 300 (1942) (Vorvakuum-Streamer).
[2086] J. D. Craggs and J. M. Meck, Phys. Rev. 64, 249 (1943) (Oszillographische Untersuchung des Koronaabrisses bei niedrigem Druck).
[2087] W. H. Bennett, Phys. Rev. 61, 53 (1942), Angular Distribution of Current from a Point in Hydrogen.
[2088] G. L. Weissler, Phys. Rev. 63, 96 (1943), Positive and Negative Point-to-Plane Corona in Pure and Impure Hydrogen Nitrogen and Argon.
[2089] J. Zeleny, Journ. of Frankl. Inst. 218, 685 (1934) (Spitzenentladung).
[2090] O. Daubenspeck, Arch. f. Elektrotechn. 30, 581 (1936), Experimentelle Untersuchung der Koronaentladung in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure.
[2091] H. C. Pollock and F. S. Cooper, Phys. Rev. 56, 170 (1939), Effect of Pressure on the Positive Point to Plane Discharge in N_2, O_2, CO_2, SO_2, SF_6, CCl_2F_2, Ar, He and H_2.
[2092] L. B. Loeb, Phys. Rev. 71, 712 (1947), The Mechanism of the Negative Point Corona at Atmospheric Pressure in Relation to the First Townsend Coefficient.
[2093] G. L. Weissler and E. I. Mohr, Phys. Rev. 72, 289 (1947), Negative Corona in Freon-Air Mixtures.
[2094] E. I. Mohr and G. L. Weissler, Phys. Rev. 72, 294 (1947), Positive Corona in Freon-Air Mixtures.
[2095] L. B. Loeb, Journ. of Appl. Phys. 19, 882 (1948), Recent Developments in Analysis of the Mechanism of Positive and Negative Coronas in Air.
[2096] W. N. Englisch, Phys. Rev. 74, 170 (1948), Positive and Negative Point-to-Plane Corona in Air.
[2097] W. N. Englisch, Phys. Rev. 74, 179 (1948), Corona from a Water Drop.

[2098] W. N. Englisch and L. B. Loeb, Journ. of Appl. Phys. 20, 707 (1949), Point-to-Plane Corona Onsets.
[2099] D. B. Moore and W. N. Englisch, Journ. of Appl. Phys. 20, 370 (1949), Point-to-Plane Impulse Corona.
[2100] W. N. Englisch, Phys. Rev. 77, 850 (1950), (L), Photon Pulses from Point-to-Plane Corona.
[2101] В. И. Попков, «Электричество», № 1, 33 (1949), К теории униполярной короны постоянного тока (Zur Theorie der unipolaren Gleichstromkorona).
[2102] В. И. Попков, ДАН СССР, 58, № 5, 799 (1947); Изв. АН СССР, ОТН, № 4, 433 (1948) (Theorie der bipolaren Korona auf Leitungen).

zu Kapitel XXI

[2103] В. И. Попков, Исследование электрического поля коронирующих проводов и теория потерь энергии на биполярную корону на высоковольтных линиях передачи постоянного тока. (Диссертация Эн. инст. АН СССР, 1946) (Untersuchung des elektrischen Feldes koronierender Leiter und die Theorie des Energieverlustes auf Hochspannungsgleichstromleitungen).
[2104] E. Hiedemann, Ann. d. Phys. 85, 649 (1928); 2, 221 (1929); Phys. Rev. 37, 978 (1931).
[2105] D. Banerji and R. Ganguli, Phil. Mag. 11, 410 (1931); 13, 494 (1932).
[2106] J. J. Thomson, Phil. Mag. 2, 696 (1926); J. S. Townsend, C. R. 186, 55 (1928).
[2107] J. J. Thomson, Phil. Mag. 4, 1128 (1927); 2, 674 (1926).
[2108] J. S. Townsend and R. H. Donaldson, Phil. Mag. 5, 178 (1928); J. S. Townsend and W. Nethercot, Phil. Mag. 7, 600 (1929).
[2109] W. Hittorf, Wied. Ann. 21, 137 (1884).
[2110] K. A. Mac Kinnon, Phil. Mag. 8, 605 (1929).
[2111] G. Mierdel, Ann. d. Phys. 85, 612 (1928).
[2112] R. Zouckermann, C. R. 201, 649 (1935).
[2113] F. Kirchner, Ann. d. Phys. 77, 287 (1925).
[2114] L. Rohde, Ann. d. Phys. 12, 569 (1932).
[2115] O. Stuhlman jr. and M. S. Cay, Journ. Frankl. Inst. 219, 37 (1935).
[2116] H. Beck, Zs. f. Phys. 97, 355 (1935).
[2117] F. H. Crawford and C. G. Smith, Phys. Rev. 48, 477 (1935).
[2118] O. Stuhlman jr., Phys. Rev. 49, 861 (1936).
[2119] P. Johnson, Phil. Mag. 10, 921 (1930).
[2120] Ch. J. Brasefield, Phys. Rev. 37, 82 (1931).
[2121] E. W. B. Gill and R. H. Donaldson, Phil. Mag. 12, 719 (1931), The Sparking Potential of Air for High Frequency Discharges.
[2122] J. Roig, C. R. 202 (1044), Temperature de l'hèlium dans la décharge à haute frequence.
[2123] J. J. Thomson, Nature 136, 300 (1935). Initiation of the High-Frequency Discharge.
[2124] Sh. Githens jr., Phys. Rev. 51, 688 (1937) (Frequenzabhängigkeit von U_z).
[2125] W. Nöller, Zs. f. Phys. 110, 320 (1938) (Elektronentemperatur in Hochfrequenzentladungen).
[2126] Ch. G. Smyth, Phys. Rev. 59, 997 (1941), Studies of a Ring Discharge.
[2127] E. W. G. Bill and B. H. Donaldson, Phil. Mag. 2, 129 (1926) (Entladung bei ultrahohen Frequenzen).
[2128] C. et H. Gutton C. R. 178, 467 (1924); 186, 303 (1928) (Entladung in Wasserstoff von $\lambda = 5690$ m bis $\lambda = 3{,}2$ m).
[2129] T. Knipp, Phys. Rev. 37, 1704 (1931) (Messung der Stromstärke in Hochfrequenzentladungen).

[2130] O. Stuhlman jr. and H. Z. Bary, Phys. Rev. 37, 1704 (1931) (Zündpotential bei Hochfrequenzentladungen in H_2 und N_2).
[2131] A. Székely, Ann. d. Phys. 3, 112 (1929) (Untersuchung der elektrischen Leitfähigkeit von Luft bei hohen Frequenzen).
[2132] B. D. Chatterjee, Zs. f. Phys. 62, 712 (1930) (Hochfrequenzentladung in Luft, N_2, O_2).
[2133] B. C. Mukherji, Zs. f. Phys. 64, 698 (1930).
[2134] J. Thomson, Nature 136, 200 (1935); Phil. Mag. 23, 1 (1937) (Untersuchung von Hochfrequenzentladungen).
[2135] J. Kunz, Phil. Mag. 13, 964 (1932) (Theorie).
[2136] Tykocinski-Tykociner, Phil. Mag. 13, 953 (1932), Measurement of Current in Electrodeless Discharges by means of Frequency Variations.
[2137] J. S. Townsend, Phil. Mag. 13, 745 (1932) (Theorie).
[2138] G. D. Jarnold, Phil. Mag. 15, 924 (1933) (Prüfung der Theorie).
[2139] S. P. McCallum, Phil. Mag. 15, 829 (1933), Electrodeless Discharges in Argon.
[2140] J. S. Townsend and S. P. McCallum, Phil. Mag. 5, 695 (1928).
[2141] L. Hayman, Phil. Mag. 7, 586 (1929) (Hochfrequenzentladung in He und Ne).
[2142] G. Herzberg, Ann. d. Phys. 84, 553 (1927); C. G. Smyth, Phys. Rev. 59, 997 (1941) (Untersuchung der Ringentladung).
[2143] А. Леонтьева, Phys. Zs. 23, 33 und 159 (1922).
[2144] П. А. Петров, Радиоматериалы, Связьиздат (1935) (Radiomaterialien).
[2145] I. Asami, Report of Radio Research in Japan 10 (1940).
[2146] L. Rohde und Wedemeyer, E. T. Z. 61, H 51, 52 (1940); 63, H 11/12 (1942).
[2147] K. Heinrich, E. T. Z. 50, H 46, 1656 (1929) (Über eine neue Erscheinung im Kondensatorfeld bei Schwingungen sehr hoher Frequenz).
[2148] Г. И. Бабат, Безэлектродные разряды и некоторые связанные с ними вопросы, Вестник электропромышленности № 2, 3 (1942) (Elektrodenlose Entladung und einige damit in Zusammenhang stehende Fragen).
[2149] H. Alfven und H. I. Cohn-Peters, Arkiv för Mat., Astron. och Fysik 31, 1 (1945) (Neue Form der Hochfrequenzentladung im Vakuum und ihre Verwendung als Ionenquelle).
[2150] P. Mesnage, C. R. 214, 702 (1942) (Leitfähigkeit von Gasen, verursacht durch eine Hochfrequenzentladung).
[2151] L. Rohde und H. Schwarz, Zs. f. Phys. 85, 161 (1933) (Elektrische und optische Messungen in Hochfrequenzentladungen).
[2152] F. Müller, Arch. f. Elektrotechnik 28, 341 (1934).
[2153] Reukema, Trans. AIEE 47, 38 (1928); Journ. of AIEE, Sept. 1927, 38.
[2154] Goebler, Arch. f. Elektrotechnik 14, 491 (1925).
[2155] Allgermissen, Ann. d. Phys. 19, 1016 (1906).
[2156] Kampschulte, Arch. f. Elektrotechnik 24, 525 (1930).
[2157] Lassen, Arch. f. Elektrotechnik 25, 322 (1931); 31, 93 (1937).
[2158] Misere, Arch. f. Elektrotechnik 28, 411 (1934).
[2159] Alford and Pickels, Trans. AIEE 59, 129 (1940).
[2160] W. A. Prowse, K. Cooper, Nature 161, 310 (1948) (Gasentladung mit Zentimeterwellen).
[2161] T. V. Ionescu, Bull. Soc. Roum. Phys. 43, 65 (1942) (Absorption hochfrequenter elektromagnetischer Wellen in Niederdruckentladungsröhren).
[2162] V. P. Mihu, C. R. 227, 472 (1948) (Über die Absorption hochfrequenter Energie durch Gasionisation).
[2163] Б. П. Лиховецкий, Вестн. Инф. Сов. радио № 15, 4 (1949).
[2164] J. K. Robertson, J. R. Kenney, W. C. Nixon, Nature 164, 100 (1949) (Entladungen durch Mikrowellen).

[2165] B. Gänger, Arch. f. Elektrotechnik 37, 267 (1943) (Hochfrequenzprobe eines komprimierten Gases).
[2166] P. A. Ekstrand, Proc. Inst. Rad. Eng. 28, 262 (1940) (Radiofrequente Überlagerung in Luft).
[2167] T. Seward, Journ. I. E. E. (Lond.) 84, 288 (1939) (Durchschlagsfestigkeit der Luft bei hohen Frequenzen).
[2168] H. Luft, Arch. f. Elektrotechnik 31, 93 (1937) (Durchschlagsspannungen für mittlere Wellenlängen).
[2169] M. Chenot, Ann. de Physique 3, 277 (1948) (Experimentelle Untersuchung von Hochfrequenzentladungen).
[2170] Lodge and Stewart, Canadian Journ. of Research 26, 205 (1948) (Untersuchungen an Hochfrequenzentladungen).
[2171] A. Alford and P. Sidney, Trans. Electr. Eng. Soc. 59, 129 (1940) (Erscheinungen bei hochfrequenten Hochspannungen).
[2172] G. Sichling, Ann. d. Phys. 40, 330 (1941) (Hochfrequenz-Sondenmessungen im Quecksilberdampfbogen).
[2173] Н. П. Богородицкий и А. В. Дмитриев, «Электричество» № 7, 33 (1948) (Isolatoren für Hochfrequenzanlagen).
[2174] В. В. Гей и С. Д. Зайенц, ЖЭТФ 17, 437 и 450 (1947) (Untersuchung der Impulskorona mit einem Elektronenstrahloszillographen).
[2175] С. И. Зилитинкевич, Телеграфия и телефония без проводов 9, 652 (1928) (Entdekkung der Fackelentladung).
[2176] K. Baxter, Radio News (1928) 1204 (Über die Fackelentladung).
[2177] М. Нейман, Известия электропромышленности слабого тока № 7, 1 (1935) (Über die Fackelentladung).
[2178] А. М. Прокофьев, ЖЭТФ 7, 987 (1937) (Einfluß eines gleichförmigen elektrischen Nebenfeldes auf die Fackelentladung).
[2179] А. М. Прокофьев, ЖЭТФ 7, 990 (1937); 9, 1393 (1939) (Fackelionen-Zähler).
[2180] А. М. Прокофьев, Труды Ленинградского ин-та эксперим. метеорологии 1, 66 и 69 (1937) (Untersuchungen der Fackelentladung).
[2181] А. М. Прокофьев, Труды Научно-исследовательских учреждений гидрометеослужбы СССР 1, 210 (1941) (Fackelentladung).
[2182] А. М. Прокофьев, ЖТФ 18, 601 (1948) (Hochfrequenzzähler als Indikator für leichte Ionen).
[2183] А. М. Прокофьев, Некоторые вопросы высокочастотного разряда при атмосферном давлении по данным факельного счётчика (Dissertation; Über einige Fragen der Hochfrequenzentladung).
[2184] Я. Матвеев, ЖТФ 11, 1054 (1941) (Entwicklung der Fackel bei verändertem Druck).
[2185] Г. Гоноровский, Известия электропромышленности слабого тока № 12 (1939) (Untersuchung der Fackelentladung).
[2186] П. А. Серебряков, ЖФХ 14, 175 (1940) (Über chemische Reaktionen in der Fackelentladung).
[2187] П. А. Серебряков, Окисление атмосферного азота в факельном разряде (диссертация) (Die Oxydation des atmosphärischen Stickstoffs in einer Fackelentladung; Dissertation).
[2188] G. D. Critescu und R. Grigorovici, Bull. Soc. Roumaine de Physique 42, 37 (1941); Naturwissenschaften 29, 571 (1941) (Temperaturbestimmung in einer Fackelentladung nach der Spektralmethode).
[2189] I. Asami and T. Hori, Nature (London) 144, 981 (1939).
[2190] К. Н. Мочалов, ДАН 18, 329 (1938); 20, 297 (1938) (Synthese der Stickstoffoxyde in einer hochfrequenten Fackelentladung).

[2191] К. Н. Мочалов, ЖФХ 13, 1224 (1939) (Kinetik der Stickstoffoxydation in einer hochfrequenten Fackelentladung).
[2192] К. Н. Мочалов, ЖФХ 21, 1299 (1937) (Über den Zusammenhang zwischen den kinetischen Reaktionskonstanten der Stickstoffoxydation in einer Fackelentladung mit einigen Entladungsparametern).
[2193] К. Н. Мочалов, А. Я. Никифиров, А. С. Богоносцев, ЖЭТФ 20, 474 (1950) (Zur Frage nach der Temperatur in einer Fackelentladung).
[2194] К. Н. Мочалов, ДАН 57, 1054 (1949) (Spektrum einer Fackelentladung).
[2195] T. Holstein, Phys. Rev. 70, 367 (1946), Energy Distribution of Electrons in High Frequency Gas Discharges.
[2196] H. Margenau and I. M. Hartman, Phys. Rev. 73, 297, 309, 316, 326 (1948); 74, 706 (1948), Theory of High Frequency Gas Discharges.
[2197] H. Margenau, Phys. Rev. 69, 508 (1946), Conduction and Dispersion of Ionized Gases at High Frequencies.
[2198] J. H. Cahn, Phys. Rev. 75, 838 (1949), Electron Velocity Distribution Function in High Frequency Alternating Fields. Including Electronics Interactions.
[2199] D. H. Hale, Phys. Rev. 73, 1046 (1948), Breakdown of Gases in High Frequency Electrical Fields.
[2200] T. Holstein, Phys. Rev. 69, 50 (A) (1946), Westinghous Research Report R-944-11-9 A «The TR-Swites» (Kap. II: nichtveröffentlichter Firmenbericht; Theorie des Hochfrequenzdurchschlags).
[2201] S. Krasik, D. Alpert and A. McCourvey, Phys. Rev. 76, 722 (1949), Breakdown and Maintenance of Mikrowave Discharges in Argon.
[2202] D. Q. Posin, Phys. Rev. 73, 496 (1948), The Mikrowave Spark (Durchschlag in Wellenleitern).
[2203] M. A. Herlin and S. C. Brown, Phys. Rev. 74, 291, 910, 1650 (1948) (Theorie des Hochfrequenzdurchschlags).
[2204] A. D. McDonald and S. C. Brown, Phys. Rev. 75, 411, 1324 (1949), High Frequency Gas Discharge Breakdown in Helium.
[2205] A. D. McDonald and S. C. Brown, Phys. Rev. 76, 1634 (1949), High Frequency Gas Discharge Breakdown in Hydrogen.
[2206] S. C. Brown and A. D. McDonald, Phys. Rev. 76, 1629 (1949), Limits for the Diffusion Theory of High Frequency Gas Discharge Breakdown.
[2207] Sh. Githens, Phys. Rev. 57, 822 (1940), Influence of Discharge Chamber Structure Upon the Initiating Mechanism of the High Frequency Discharge.
[2208] J. J. Thomson, Phil. Mag. 23, 1 (1937) (Untersuchung der Hochfrequenzentladung).
[2209] F. Kirchner, Phys. Rev. 72, 348 (L) (1947) (Einfluß der Gleichspannungskomponente auf eine Hochfrequenzentladung).
[2210] A. Varela, Phys. Rev. 72, 124 (1947).
[2211] C. R. Nizewanger, J. R. Holmes and G. L. Weissler, JOSA 36, 581 (1946), Electrodeless Discharges at High Frequencies and Low Pressures.
[2212] J. R. Senitzky, Phys. Rev. 78, 331 (A) (1950), A High Vacuum Cold Cathode Gaseous Discharge (Kombinierte Entladung: Hochfrequenz- und Gleichspannung im Magnetfeld).
[2213] С. Э. Фриш и Е. Я. Шрейдер, Изв. АН СССР, серия физическая 13, 465 (1949) (Elektrodenlose Entladung als Lichtquelle für die Spektralanalyse).
[2214] R. C. Fletcher, Phys. Rev. 76, 1501 (1949), Impulse Breakdown in the 10^{-9} sec Range of Air at Atmospheric Pressure.
[2215] F. P. Adler, Journ. of Appl. Phys. 20, 1125 (1949), Measurement of Complex Conductivity of an Ionized Gas at Mikrowave Frequencies.
[2216] L. Goldstein and N. L. Cohn, Phys. Rev. 73, 83 (L) (1948), Radiofrequency Conductivity of Gas Discharge Plasmas in the Microwave Region.

[2217] E. Everhart and S. C. Brown, Phys. Rev. 76, 839 (1949), Admittance of High Frequency Gas Discharge.
[2218] Morse, Allis and Lamar, Phys. Rev. 48, 412 (1935).
[2219] Ramissen, Zs. f. Phys. 70, 353 (1931).
[2220] А. М. Прокофьев, ЖТФ 20, 802 (1950) (Anregung einer Hochfrequenzkorona mit negativen Ionen).

zu Kapitel XXII

Monographien

[2221] А. Б. Шехтер, Химические реакции в электрическом разряде ОНТИ, Л.-М. 1935. (Die chemischen Reaktionen in einer elektrischen Entladung).
[2222] А. Г. Белянкин, О синтезе двуокиси азота в высокочастотном тлеющем разряде. Диссертация, Москва, НИИФ МГУ 1938 (Über die Synthese des Stickstoffperoxyds).
[2223] H. A. Curtis, fixed Nitrogen, The Chemical Catalog Co. N. Y. 1932.
[2224] Сборник обзорных статей «Крекинг углеводородов», под редакцией, М. Б. Марковича, ОНТИ, Л.-М. 1935 (Sammelband: Der Crackingprozeß der Kohlenwasserstoffe).
[2225] М. Леблан. Руководство по электрохимии изд. 2-е, ГНТИ М.-Л. 1931, стр. 26—34 (Handbuch der Elektrochemie).
[2226] Warburg, Zs. f. techn. Phys. 6, 625 (1925).
[2227] Regener, Ann. d. Phys. 20, 1033 (1906).
[2228] Kenty and Turner, Phys. Rev. 32, 799 (1926).
[2229] Dalton, Journ. Amer. Chem. Soc. 51, 2366 (1929).
[2230] Leipunsky und Schechter, Zs. f. Phys. 59, 857 (1930).
[2231] A. Schechter, Zs. f. Phys. 75, 671 (1932).
[2232] Моган, Рогинский, Фёдоров и Шехтер, ДАН СССР 2 (1934).
[2233] Н. И. Некрасов, ЖФХ 8, 736 (1936).
[2234] Willey, Nature 138, 1054 (1936).
[2235] С. С. Васильев, Н. И. Кобозев и Е. Н. Ерёмин, ЖФХ 7, 619 (1936), Кинетика реакций в газовых разрядах (Kinetik der Reaktionen in den Gasentladungen).
[2236] Е. Н. Ерёмин, С. С. Васильев и Н. И. Кобозев, ЖФХ 8, 814 (1936), Исследование реакции окисления азота в высокочастотном тлеющем разряде I (Untersuchung der Stickstoffoxydationsreaktionen in Hochfrequenz-Glimmentladungen I).
[2237] Н. И. Кобозев, С. С. Васильев и Е. Н. Ерёмин, ЖФХ 10, 543 (1937); 11, 45 (1938), Об активационном процессе при реакциях в электрических разрядах (Über den Aktivierungsprozeß bei Reaktionen in elektrischen Entladungen).
[2238] А. С. Предводителев, Учён. Зап. МОЛГУ, вып. 75. физика, кн. 2, ч. II, 59 (1945). Опыт построения кинетики окисления сернистого газа в электрическом разряде (Über die Kinetik der Oxydation von Schwefelgas in der elektrischen Entladung).
[2239] Joschi, Trans. Farad. Soc. 25, 137 (1929).
[2240] Brewer and Westhaver, Journ. Phys. Chem. 33, 883 (1929); 34, 554 (1930).
[2241] Haber, Zs. f. Elektrochem. 16, 789 (1910).
[2242] Peters und Küster, Brennstoffchemie 12, 122 (1931).
[2243] Hunt and Shumb, Journ. Amer. Chem. Soc 51, 30 (1929).
[2244] Krüger, Ann. d. Phys. 78, 113 (1925).
[2245] Kirkby, Proc. Roy. Soc., London, A 85, 151 (1911)
[2246] Güntherschulze, Zs. f. Elektrochem. 30, 637 (1930).
[2247] Finch u. a., Proc. Roy. Soc.. London, A 111, 257 (1926); A 116, 524 (1927); A 124, 303 und 532 (1929); A 129, 656 (1930); A 133, 173 (1931).
[2248] Linder, Phys. Rev. 38, 679 (1931).

[2249] Lunt, Trans. Farad. Soc. 23, 57 (1927).
[2250] Shumb and Goldmann, Proc. Am. Acad. Arts and Science 69 (1934).
[2251] P. A. Thiessen und H. Bartel, Zs. f. Techn. Phys. 16, 285 (1935), Gasreaktionen in der stillen Entladung bei Atmosphärendruck.
[2252] Storch and Olson, Journ. Amer. Chem. Soc. 45, 1605 (1923).
[2253] Alsfeld und Wilhelmy, Ann. d. Phys. 8, 89 (1931).
[2254] Berthelot, C. R. 82, 1360 (1876).
[2255] Fischer und Peters, Brennstoffchemie 10, Nr. 6 (1929).
[2256] Peters und Franschke, Brennstoffchemie 11, 239 (1930).
[2257] Fester und Christen, Zs. f. Elektrochem. 36, 17 (1930).
[2258] Rowland, Elektr. Eng. (April 1931).
[2259] Peters und Küster, Brennstoffchemie 12, 329 (1931).
[2260] Küster, Brennstoffchemie 12, 329 (1931).
[2261] A. M. Zarem, Phys. Rev. 65, 153 (1944), The Explosion of Ether-Air Mixtures by Electric Sparks.
[2262] J. D. Morgan, Phil. Mag. 18, 827 (1934) (Experiment zur Untersuchung der thermischen und elektrischen Theorie der durch Funken verursachten chemischen Reaktionen).
[2263] V. Hardung, Assoc. Suisse Elektr. Bull. 29, 714 (Dez. 9, 1938) (Ozonbildung in einer elektrischen Entladung).
[2264] W. Holtz und R. Müller, Ann. d. Phys. 34, 489 (1939), Untersuchungen über die Vereinigung von Stickstoff und Sauerstoff in der Glimmentladung.
[2265] S. C. Lind, Journ. Chem. Phys. 7, 790 (1939), Chemical Activation by Gaseous Ionisation.
[2266] K. G. Emeleus and J. W. Beck, Roy. Irish. Acad. Proc., A 46, 5, 49—63 Electrochemistry of Gases.

zu Kapitel XXIII

Monographien und zusammenfassende Arbeiten

[2267] А. А. Шапошников, Электронные и ионные приборы, 3-е изд. Связьтехиздат, М.-Л. (1938) (Elektronen- und Ionengeräte).
[2268] E. L. Chaffee, Theory of thermionic vacuum tubes, N. Y. McGraw Hill 1933.
[2269] К. Х. Хенней, Электронные и ионные приборы в промышленности, ОНТИ, М.-Л. (1937) (Elektronen- und Ionengeräte in der Industrie).
[2270] В. Ф. Власов, Электровакуумные приборы, 3-е изд., Связьтехиздат, М. (1949) (Elektrovakuumgeräte).
[2271] Г. А. Тягунов, Электровакуумные приборы, Госэнергоиздат, М.-Л. (1949) (Elektrovakuumgeräte).
[2272] Brüche und Recknagel, Elektronengeräte (Prinzipien und Systematik), Springer Berlin 1941.
[2273] В. С. Григорьев, Б. С. Григорьев, Электронные и ионные приборы, Связьтехиздат, М. (1950) (Elektronen- und Ionengeräte).
[2274] H. Barkhausen, Lehrbuch der Elektronenröhren, Leipzig, Bd. I (1931); Bd. II (1933); Bd. III (1935); Bd. IV (1936).
[2275] В. П. Вологдин, Выпрямители, изд. НКТП, М. (1932) (Gleichrichter).
[2276] И. Л. Каганов, Электронные и ионные преобразователи, Госэнергоиздат, М.-Л. (1940) (Elektronen- und Ionen-Umformer).
[2277] А. П. Иванов, Электрические источники света, ч. I, Лампы накаливания, Госэнергоиздат, М.-Л. (1938) (Elektrische Lichtquellen, Teil I: Glühlampen).

[2278] А. П. Иванов, Электрические источники света, ч. II, Газосветные лампы, Госэнергоиздат, М.-Л. (1947) (Elektrische Lichtquellen, Teil II: Gaslampen).
[2279] E. Brüche und O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik, J. Springer (1934).
[2280] Д. В. Зернов, УФН 21, 162—210 (1939), Электронная оптика и её применения (Elektronenoptik und ihre Anwendung; zusammenfassender Bericht).
[2281] Busch, Brüche, Scherzer und Schaffernicht, УФН 17, 470, 500 (1937), Электронная оптика (Elektronenoptik).
[2282] В. К. Зворыкин, УФН 21, 162—210 (1939), Электрооптические системы и их применение (Elektronenoptische Systeme und ihre Anwendung).
[2283] E. G. Ramberg and G. A. Morton, Journ. of Appl. Phys. 10, 465, Electron Optics) (Zusammenfassender Bericht).
[2284] C. Y. Calbick, Journ. of Appl. Phys. 15, 685 (1944), Historical Background of Electron Optics.
[2285] Н. Г. Сушкин, Электронный микроскоп, Гостехиздат (1949) (Elektronenmikroskop).
[2286] И. С. Стекольников, Электронный осциллограф, изд. 2-е, Госэнергоиздат, М.-Л. (1949) (Elektronenstrahloszillograph).
[2287] К. И. Крылов, Физические основы электровакуумной техники, Гостехиздат, М.-Л. (1949) (Physikalische Grundlagen der Elektrovakuumtechnik).
[2288] П. В. Тимофеев, «Фотоэлементы» в сборнике «Электронные и ионные приборы» под редакцией П. В. Тимофеева, Турды ВЭИ, вып. 41, стр. 59—97, Госэнергоиздат, М. (1941) (Siehe im Buch „Elektronen- und Ionengeräte" den Teil: Photoelemente).
[2289] P. Görlich, Photozellen, Leipzig 1951.
[2290] Simon und Suhrmann, Photoelemente und ihre Anwendung; siehe [366].
[2291] В. Клюге, УФН 15, 1025—1040 (1935), Новейшие достижения в области фотоэлементов (Neueste Erkenntnisse auf dem Gebiet der Photoelemente).
[2292] С. А. Богуславский, Труды Гос. Экспериментального электротехнического ин-та, вып. 3, 18 (1924).
[2293] A. Hull, Phys. Rev. 18, 31 (1921); 23, 112 (1923); 25, 654 (1925), The Effect of an Uniform Magnetic Field on the Motion of Electrons between Coaxial Cylinders.
[2294] Г. В. Спивак и М. Е. Зребный, ДАН СССР, 14, 242 und 287 (1939).
[2295] С. В. Беллюстин, ЖЭТФ 7, 829 (1937); 9, 742, 840, 857 und 1188 (1939); 10, 190 und 455 (1940); Phys. Zs. d. Sowjetun. 10, 251 (1936); Journ. of Physics 1, 251 (1939); ДАН СССР 26, 307 (1937).
[2296] С. В. Беллюстин, О токах в вакууме (диссертация, Горьковский Институт инженеров водного транспорта 1945) (Über Ströme im Vakuum; Dissertation mit umfassendem Literaturverzeichnis).
[2297] Г. А. Гринберг, ЖТФ 12, 463 (1942), К теории прохождения электронного тока через триоды и многосеточные лампы и к обоснованию понятия управляющего напряжения при наличии в лампе объёмных зарядов (приближённый расчёт силы тока) (Zur Theorie des Elektronenstromdurchganges durch Trioden und Mehrelektroden-Röhren und zur Begründung des Begriffs der Steuerspannung beim Vorhandensein einer Raumladung in der Röhre; näherungsweise Berechnung der Stromstärke).
[2298] С. Я. Брауде, ЖТФ 10, 217 (1940); 15, 107 (1945), К вопросу о действии магнитного поля на пространственный заряд в плоском и цилиндрическом диодах (Über die Wirkung eines Magnetfeldes auf die Raumladung in einer flachen und in einer zylindrischen Diode).
[2299] Теория магнетрона (по Бриллюэну), Сборник переводов, изд. Советское радио, М. (1946) (Sammelwerk von Übersetzungen über die Theorie des Magnetons

[nach Brillonen] mit Arbeiten von Brillonen, Blewett und Ramo sowie einem Literaturverzeichnis).

[2300] L. Page and N. I. Adams, Phys. Rev. 69, 492 und 494 (1946); 76, 381 (1949) (Raumladung im Magnetron).

[2301] H. F. Ivey, Phys. Rev. 76, 554 (1949), Cathode Fields in Diodes under Partial Space-Charge Conditions.

[2302] P. L. Copeland and D. N. Eggenberger, Journ. of Appl. Phys. 20, 1148 (1949) Electron Transit Time in Space-Charge Limited Current between Coaxial Cylinders.

[2303] E. H. Camble, Journ. of Appl. Phys. 21, 108 (1950), Current Build up in a Planar Diode.

[2304] В. М. Глаголев, ЖТФ 19, 943 (1949), Прохождение стационарного тока в цилиндрическом неразрезном магнетроне (Durchgang eines stationären Stroms in einem zylindrischen Magnetron).

[2305] Ch. I. Mullin, Phys. Rev. 70, 401 (1946), Initiation of Discharge in Arcs of the Thyratron Type (Zündtheorie des Thyratrons).

[2306] A. W. Hull, G. E. R. 32, 213 und 390 (1939) (Thyratrons).

[2307] A. Gehrts, Zs. f. techn. Phys. 13, 303 (1932) (Thyratrons).

[2308] E. L. E. Wheatcroft, Phil. Mag. 26, 684 (1938), Prestricking Conditions in a Thyratron.

[2309] A. L. Whiteley, J. I. E. E. 78, 516 (1936) (Überblick über Thyratrons).

[2310] E. Lübcke, Zs. f. techn. Phys. 14, 61 (1933) (Steuerung einer Entladung durch ein Gitter).

[2309] A. L. Whiteley, J. I. E. E. 78, 516 (1936).

[2310] E. Lübcke, Zs. f. techn. Phys. 14, 61 (1933).

[2311] G. Wehner, Zs. f. techn. Phys. 21, 53 (1940), Die periodische Löschung und Steuerung eines Quecksilberdampfbogens mit Gittern im Plasma.

[2312] Н. Н. Петухов, ЖТФ 11, 235 (1941), Об обратных зажиганиях в ртутных выпрямителях при токах до 1000 А (Über Rückzündung in Quecksilbergleichrichtern bei Strömen bis zu 1000 A).

[2313] В. Грановский и Л. Ревердатто, ЖТФ 14, 324 (1944), Некоторые явления в дуге ртутного выпрямителя (Über einige Erscheinungen im Bogen eines Quecksilbergleichrichters).

[2314] В. Грановский и Л. Ревердатто, ЖТФ 14, 314 (1944), Обратные токи многофазного ртутного выпрямителя (Rückzündströme in Mehrphasengleichrichtern).

[2315] H. T. Ramsay, G. E. C. Journ. (London), 10, 53 (1939), The High Power Hot Cathode Mercury Vapour Rectifier.

[2316] I. Slepian and L. Ludwig, Trans. AIEE 52, 693 (1933), New Method of Starting an Arc.

[2317] L. Mierdel, Wissensch. Veröff. a. d. Siemens-Werken 15, 35 (1936).

[2318] Seidelbach, ETZ 56, 299 (1935).

[2319] A. Hinzpeter, Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 48, 56 (1936).

[2320] В. Л. Грановский, J. of Techn. Phys. USSR 8, 76 (1944); 3, 145 (1940); ДАН 23, 880 (1939); 26, 873 (1940); 28, 37 (1941).

[2321] В. Л. Грановский, Деионизация разреженного газа, Сборник «Электронные и ионные приборы», под ред. П. В. Тимофеева, Труды ВЭИ, вып. 41, стр. 98—139, Госэнергоиздат, М.-Л. (1940) (Siehe in dem Buch „Elektronen- und Ionengeräte“ den Abschnitt: Deionisation eines verdünnten Gases).

[2322] Weiss, Zs. f. techn. Phys. 17, 623 (1936); Fernsehen und Tonfilm 4, 41 (1936).

[2323] П. В. Тимофеев, ЖТФ 10, 47 (1940), Фотоэлементы с многокаскадным усилением фототока при помощи вторичной эмиссии электронов (Photoelemente mit einer Mehrkaskadenverstärkung des Photostroms durch Sekundärelektronenemission).

[2324] П. В. Тимофеев и Е. Г. Кормакова, ЖТФ 10, 63 (1940), О движении электронов между двумя плоскими электродами, расположенными под углом (Über die Elektronenbewegung zwischen zwei unter einem Winkel angeordneten flachen Elektroden).
[2325] Н. С. Хлебников, УФН 24, 358—397 (1940), Электронные умножители (Elektronenvervielfacher).
[2326] С. М. Файнштейн, ЖТФ 18, 579 (1948), Фотоэлектронный умножитель с сурьмяноцезиевым катодом (Photoelektronenvervielfacher mit einer Antimon-Cäsium-Kathode).
[2327] J. S. Allen, Phys. Rev. 55, 966, 1133 (1938), The Detection of Single Positive Ions, Electrons and Photons by a Secondary Electron Multiplier.
[2328] F. Preisach, Wireless Engineer 16, 169 (1939), Noise Reduction by Means of Photoelectric Multipliers.
[2329] M. v. Ardenne, Die Kathodenstrahlröhre und ihre Anwendung in der Schwachstromtechnik, Springer Berlin 1933.
[2330] E. Alberti, Braunsche Kathodenstrahlröhren und ihre Anwendung, Springer Berlin 1932.
[2331] И. И. Славин, ЖТФ 11, 645 (1941), Катодный осциллограф для исследования нестационарных колебаний (Kathodenstrahloszillograph zur Untersuchung nichtstationärer Schwingungen).
[2332] Н. С. Хлебников, УФН 24, 293—296 (1940), Новейшие усовершенствования иконоскопов (Moderne Form des Ikonoskopes).
[2333] В. К. Зворыкин, УФН 14, 778—807 (1934), Телевидение (Fernsehen).
[2334] A Bibliography of Electron Microscopy, Journ. of Appl. Phys. 14, 522 (1943); 15, 575 (1944); 16, 373 (1945).
[2335] Е. М. Студенков, УФН 23, 417—441 (1940), Электроннолучевые генераторы ультравысокочастотных колебаний (Elektronenstrahlerzeuger ultrahochfrequenter Schwingungen; Literaturverzeichnis).
[2336] «Клистрон», изд. Советское радио, М. (1946) (Das Klystron; Literaturverzeichnis).
[2337] J. M. Lafferty, Journ. of Appl. Phys. 17, 1061 (1946), A Millimeter Wave Reflex Oscillator (Wellenlänge 4,2 mm).
[2338] М. А. Шателен, Русские электротехники второй половины XIX века, Госэнергоиздат, Л.-М. (1949), стр. 241—272. (Die russischen Elektrotechniker in der zweiten Hälfte des XIX. Jahrhunderts).
[2339] В. Л. Никитин, Изв. АН СССР, ОТН (1945), № 4—5, стр. 339—347, Развитие применения вольтовой дуги в электрической сварке металлов (Die Verwendung des Lichtbogens beim Elektroschweißen von Metallen).
[2340] «Очерки по истории физики в России» под ред. А. К. Тимирязева, Гос. Учебно-педагогическое издательство М.Н.П. РСФСР, М. (1949), стр. 275—276 (Abriß der Geschichte der Physik in Rußland).
[2341] Развитие электротехники в Советском Союзе за 30 лет, Электрическая сварка; «Электричество» за 1947 год, № 11, стр. 65 (Die Entwicklung der Elektrotechnik in der Sowjetunion in den letzten 30 Jahren; zusammenfassende Darstellung).
[2342] К. К. Хренов, «Электричество» за 1948 г., № 1, стр. 27, Электрическая сварка и резка под водой (Elektrisches Schweißen und Schneiden unter Wasser).
[2343] S. B. Gaylord, G.E.R. 42, 102 (1939).
[2344] R. Rompe (S. A.) Licht und Lampe 29, 27 (1934); Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 18, 21 (1936).
[2345] P. Clausing, Physica 2, 731 (1935).
[2346] W. Elenbaas und W. de Groot, Physica 2, 807 (1935).
[2347] R. Rompe und W. Thouret, Phys. Zs. 37, 803 (1936); 39, 994 (1938); Zs. f. techn. Phys. 17, 377 (1936).

[2348] D. S. Gustin, Trans. of the Illum. Eng. Soc. 32, 282 (1937).
[2349] E. G. Dorgelo, Philipps Techn. Rundschau 2, 165 (1937), № 6, Wassergekühlte Quecksilberdampflampen.
[2350] F. B. Nöel, Journ. of Appl. Phys. 11, 325—336 (1940), The Development of Water Cooled Quarz Mercury Lamps.
[2351] E. Hasche, ETZ 59, 119 (1938) (Alterung von Quarzlampen).
[2352] J. Kern und H. Krefft, Phys. Zs. 39, 947 (1938).
[2353] H. Krefft, Zs. f. techn. Phys. 19, 345 (1938).
[2354] V. J. Francis and G. H. Wilson, Trans. Illum. Eng. Soc., London 4, 59—75—80 (Apr. 1939); Light and Lighting 39, 97 (1939).
[2355] G. Heller, Philipps Techn. Rundschau 1, 129 (1936, № 5).
[2356] R. Rompe und P. Schulz, Zs. f. Phys. 108, 654 (1938).
[2357] H. Krefft, H. Reger und R. Rompe, Zs. f. techn. Phys. 14, 242 (1933).
[2358] H. Krefft und M. Pirani, Zs. f. techn. Phys. 14, 393 (1933).
[2359] W. Gerlach und K. Sieberg, Zs. f. Phys. 90, 37 (1934).
[2360] H. Krefft, Phys. Zs. 35, 978 (1934).
[2361] S. Dushman, G. E. R. 37, 260 (1934).
[2362] N. T. Gordon, G. E. R. 37, 338 (1934).
[2363] W. F. Westendarp, G. E. R. 37, 368 (1934).
[2364] R. Gordon, Fonda and A. H. Joung, G. E. R. 37, 331 (1934).
[2365] S. Dushman, Journ. Opt. Soc. Amer. 27, 1 (1937) (Zusammenfassung).
[2366] R. C. Kelting and L. J. Buttolph, Trans. Amer. Illum. Eng. Soc. 33, 643 (1938) (Quecksilber-Niederdrucklampe).
[2367] H. Krefft, K. Larche und F. Rössler, Phys. Zs. 37, 800 (1936); Zs. f. techn. Phys. 17, 374 (1936).
[2368] J. B. McMath, Trans. Amer. Illum. Eng. Soc. 33, 619 (1938), Development and Use of Gaseous Conductor Tubes.
[2369] J. Kern, Zs. f. Phys. 114, 552 (1939) (Theorie der Quecksilberentladung bei hohen Drücken und Wechselströmen).
[2370] W. Uyterhoeven, J. Brugnes et C. Verburg, C. R. 196, 1653 (1933), L'émission de lumière par un mélange de gaz et de vapeur dans la colonne positive d'une décharge luminiscente.
[2371] B. T. Barner, W. E. Forsythe and W. J. Karasch, G. E. R. 42, 540 (1939). (Spektrale Verteilung der Emission von Lampen verschiedener Typen).
[2372] C. G. Found, Trans. Amer. Ilum. Eng. Soc. 33, 161 (Febr. 1938) (Überblick über die Gasleuchtröhren).
[2373] A. Claude, C. R. 203, 1203 (1936), Sur la production de la lumière blanche à l'aide d'un tube luminiscent unique.
[2374] M. Laporte, C. R. 203, 1341 (1936); Journ. de Phys. et le Radium 8, 125 (1937), Production de la lumière blanche par luminiscence électrique des gaz; C. R. 204, 240 (1937) (Xenon).
[2375] V. Tomberg, Strahlentherapie 59, 371 (1937).
[2376] Lichterzeugung und Lichtumwandlung durch Leuchtphosphore, Licht und Lampe 24, 158 (1935).
[2377] E. Tide, Chem. Zs. 59, 105 und 127 (1935).
[2378] W. H. Kohl, Canad. Journ. Research 13, 126 (1936).
[2379] S. Rothschild, Phys. Zs. 37, 757, 1936; 35, 557 (1934).
[2380] H. Fischer, Zs. f. techn. Phys. 17, 337 (1936).
[2381] A. Rüttenauer, Zs. f. techn. Phys. 17, 384 (1936).
[2382] R. Frerichs, Naturwiss. 26, 681 (1938) (Überblick über die Physik der Luminophore).
[2383] A. Claude, Bull. Soc. Franc. Electr. 9, 309 (1939) (Überblick).

[2384] Н. Риль, Люминесценция; Гостехиздат, М.-Л. (1946) (Lumineszenz, Phsyikalische Eigenschaften und technische Anwendungen).
[2385] A. Rüttenauer, Phys. Zs. 37, 810 (1936); Zs. f. techn. Phys. 17, 964 (1936), S. A. Licht 7, 4 (1937), Über die Anregung der Phosphore in der Neonentladung.
[2386] K. Kamm, Ann. d. Phys. 30, 333 (1937), Über die Zinksulfid-Cadmiumsulfid-Phosphore.
[2387] A. Rüttenauer, Zs. f. techn. Phys. 19, 148 und 359 (1938) (Über die Lumineszenzausbeute von Zink-Silikat-Phosphor).
[2388] J. W. Marden and Meister, Trans. Amer. Illum. Eng. Soc. 34, 503, 1095 (1939), Effects of Impurities on Fluorescent Compounds.
[2389] G. R. Fonda, Journ. Phys. Chem. 43, 561 (1939); Journ. of Appl. Phys. 10, 408 (1939) (Silikat-Phosphore, Silikat-Zinke).
[2390] H. W. Leverenz and F. Seitz, Journ. of Appl. Phys. 10, 479 (1939), Luminescent Materials.
[2391] A. Claude, C. R. 207, 1206 (1938) (Lumineszenz-Röhren).
[2392] J. W. Marden, N. C. Beese and G. Meister, Trans. Amer. Illum. Eng. Soc. 34, 55 (1939) (Einfluß der Außentemperatur auf Fluoreszenzröhren).
[2393] R. P. Johnson, J. Opt. Soc. Am. 29, 387 (1939) (Modelltheorie der Phosphoreszenz).
[2394] G. W. Ryde, Trans. Illum. Eng. Soc., London 3, 114 (Aug. 1938), Luminescent Materials and Application to Light Sources.
[2395] H. G. Jenkins and C. D. Brown, G. E. C. Journ. 9, 163 (Aug. 1938).
[2396] M. Schön, Phys. Zs. 39, 940 (1938) (Theorie der Phosphoreszenz).
[2397] W. de Groot, Physica 6, 275 (1939), Luminescence Decay and Related Phenomena.
[2398] F. A. Kröger, Physica 6, 869 (1936), Luminescence and Absorption of ZnS-MnS Mixed Cristalls.
[2399] R. N. Thager and B. T. Barnes, Journ. Opt. Soc. Am. 29, 131 (1939), Basis for High Efficiency in Fluorescent Lamps.
[2400] A. B. Oday and K. F. Cissel, Trans. Amer. Illum. Eng. Soc 34, 1165 (1939).
[2401] H. G. Jenkins and J. N. Bowtell, Trans. Farad. Soc. 35, 1 (Jan. 1939), The Ratio of Primary to Secondary Light Emitted in Fluorescent Discharge Tubes Containing Neon.
[2402] J. Marden and Meister, Illum. Eng. № 16, 1286 (1941), High and Low Voltage Fluorescent Lamps.
[2403] E. W. Beggs, Lighting and Lamps (Sept. 1942), Seite 22.
[2404] М. К. Иванова, ЖТФ 11, 1140 (1941) (Niedervolt-Wasserstoffbogen-Röhren).
[2405] С. Калашников и А. Предводителев, Ж. Прикл. физ. VII, вып. 1, 127; вып. 2, 109 (1930) (Überblick über die physikalischen Erscheinungen, die der Wirkung von Elektronenfiltern zugrunde liegen).
[2406] S. Kalaschnikoff, Zs. f. techn. Phys. 14, 267 (1933).
[2407] R. Ladenburg, Die elektrische Reinigung von Gasen nach A. Eucken: Elektrische und magnetische Materialtrennung, Materialvereinigung, Akad. Verl. Ges. Leipzig 1934.
[2408] W. Deutsch, Zs. f. techn. Phys. 7, 623 (1926), Die Reinigung der Gase durch Stoßionisation.
[2409] R. Seeliger, Zs. f. techn. Phys. 7, 49 (1926) (Physikalische Grundlagen der elektrischen Gasreinigung).
[2410] Шнеерсон и Егоров, Электрическая очистка газов, Госхимиздат 1933 (Physikalische Grundlagen der elektrischen Gasreinigung).
[2411] G. Mierdel, Zs. f. techn. Phys. 15, 169 (1934) (Physikalische Grundlagen der elektrischen Gasreinigung).

[2412] G. Mierdel und R. Seliger, Trans. Farad. Soc. 32, 1284—1289 (1936) (Physikalische Grundlagen der elektrischen Gasreinigung).

[2413] C. A. Meek and R. Wistanley Lunt, Trans. Farad. Soc. 32, 1273—1284 (1936), The Energy Efficiency of Ionisation in Electrical Precipitation.

[2414] М. Н. Буров, Народнохозяйственное значение очистки промышленных газов, в сборнике: Труды Совещания по очистке промышленных газов, стр. 2—5, Металлургиздат 1941 (Die volkswirtschaftliche Bedeutung der Reinigung von Industriegasen; Sammelband: Veröffentlichungen der Konferenz über die Reinigung von Industriegasen, Seite 2—5).

[2415] Б. Л. Шнеерсон, Электрический, химический, механический методы очистки промышленных газов, там же, стр. 5—12 (Elektrische, chemische und mechanische Methoden zur Reinigung von Industriegasen; siehe [2414] Seite 5—12).

[2416] С. П. Жебровский, Физические основы электрической очистки газов, там же, стр. 75—89 (Die physikalischen Grundlagen der Gasreinigung; siehe [2414], Seite 75—89).

[2417] А. М. Цвиллинг, Электрическая очистка дымовых газов, там же, стр. 124—144. (Elektrische Reinigung von Rauchgasen; siehe [2414], Seite 124—144).

[2418] H. Rohman, Zs. f. Phys. 17, 253 (1923).

[2419] M. Pauthenier et Moreau-Hanot, Journ. d. Phys. et le Radium 3, 590 (1932); C. R. 195, 213 (1932).

[2420] M. Pauthenier, Rev. Gén. d'Électr. 45, 588 (1936).

[2421] W. Deutsch, Ann. d. Phys. 68, 335 (1922); 4, 823 (1930); Zs. f. techn. Phys. 6, 420 (1925).

[2422] P. Arndt und H. Kallman, Zs. f. Phys. 35, 421 (1926).

[2423] R. Ladenburg, Ann. d. Phys. 4, 863 (1930); 14, 510 (1932).

[2424] Н. А. Капцов, Учён. зап. МОЛГУ, т. 75, Физика, вып. 2, кн. 2а, 81 (1945).

[2425] G. Mierdel und R. Seeliger, Archiv f. Elektrotechn. 29, 149 (1935).

[2426] W. Deutsch, Ann. d. Phys. 10, 847 (1931).

[2427] С. П. Жебровский, Н. Ф. Олофинский, П. М. Рывкинд и Е. М. Балабанов, «Электричество». № 4, 29 (1940).

[2428] Е. М. Балабанов, Физические основы сепарации материалов при помощи коронного разряда, Диссертация НИИФ МОЛГУ 1945 (Physikalische Grundlagen der Trennung von Materialien mit Hilfe einer Koronaentladung; Dissertation).

[2429] Н. Ф. Алексеев и Д. Т. Маляров, ЖТФ 10, 1297 (1941); PIRE 32, 136 (1944). Генерация мощных колебаний при помощи магнетрона в сантиметровом диапазоне. (Erzeugung starker Schwingungen mit Hilfe eines Magnetrons im Zentimeterbereich).

[2430] F. Lüdi, Helv. Phys. Acta 16, 59 (1943); 17, 429 (1944); 18, 3 (1946).

[2431] В. И. Калинин, Изв. АН СССР, серия физическая 10, 93 (1946), Основы общей теории генерирования электронных колебаний сверхвысоких частот (Grundlagen der allgemeinen Theorie der Elektronenschwingungserzeugung bei sehr hohen Frequenzen).

zu Kapitel XXIV

[2432] M. Knoll, F. Ollendorf und R. Rompe, Gasentladungstabellen, Springer 1935.

[2433] Р. Т. Бердж, Rev. of Mod. Phys. 13, 233 (1941); УФН 26, 74—86 (1944). (Neue Tabellen für die Werte der physikalischen Konstanten; Stand von August 1941).

[2434] Физический словарь, Главн. редактор проф. П. Н. Беликов, ОНТИ, М. 1937 (Physikalisches Wörterbuch).

[2435] H. A. Johnes, I. Langmuir and G. M. J. Mackay, Phys. Rev. 30, 201 (1927); Rates of Evaporation and Vapour Pressures of W, Mo, Pt, Ni, Fe, Cu and Ag.

[2436] I. Langmuir, Journ. of Frankl. Inst. 182, 742 (1916).
[2437] R. W. Ditchburn and J. C. Gilmour, Rev. of Mod. Phys. 13, 310 (1941), The Vapour Pressure of Monoatomic Vapours.

Ergänzendes Literaturverzeichnis

zu Kapitel I

[2438] J. Dosse und G. Mierdel, Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen, 2. Aufl., Leipzig (1945).
[2439] F. A. Maxfield and R. R. Benedict, Theory of Gaseous Conduction and Electronics, New York and London (1944).

zu Kapitel II

[2440] S. Dushman, Scientific Foundations of vacuum technique, N. Y. Wiley, 1949.
[2441] T. P. Kinn, Radio Electr. Eng. vol. 4 (Jan. 1945) (Charakteristik des Generators zum Hochfrequenzglühen).
[2442] E. E. Spitzer, Proc. Inst. Rad. Eng. (März 1946).

zu Kapitel III

[2443] E. A. Coomes, Journ. of Appl. Phys. 17, 647 (1946) (Verhalten der Oxydkathode im Impulsbetrieb).
[2444] M. A. Pomerantz, PIRE 34, 903 (1946) (Verhalten der Oxydkathode im Impulsbetrieb).
[2445] J. B. Blewett, Phys. Rev. 55, 713 (1939) (Verhalten der Oxydkathode im Impulsbetrieb).
[2446] O. H. Shade, PIRE 31, 341 (1943) (Verhalten der Oxydkathode im Impulsbetrieb).
[2447] А. М. Андрианов, Изв. АН СССР, серия физич. 8, 290 (1944).
[2448] A. P. Kauzmann, Rad. Corp. of Amer. Rev. 8, 82 (1947).
[2449] W. Graffunder, Telefunk. Hausmitteil. 21, 55 (1940) (Ermüdung von Oxydkathoden).
[2450] A. Finemann and A. Eisenstein, Journ. of Appl. Phys. 17, 668 (1946) (Über die die Oberfläche des Kerns der Oxydkathode einschließende Schicht).
[2451] A. Eisenstein, Journ. of Appl. Phys. 17, 434 (1946) (Über die die Oberfläche des Kerns der Oxydkathode einschließende Schicht).
[2452] Н. Д. Моргулис и М. Д. Габович, ЖТФ 16, 1097 (1946) (Über die Elektronenemission im Impulsbetrieb).
[2453] С. Г. Калашников, Г. А. Кубецкий и В. Н. Ошер, ЖТФ 16, 1369 (1946) (Impulsemission von Oxydkathoden).
[2454] E. B. Hensley and J. H. Affleck, Journ. of Appl. Phys. 21, 938 (1950), Barium Oxide on Tungsten Cathode Interface.
[2455] С. И. Пекарь и О. Ф. Томасевич, ЖТФ 17, 1393 (1947) (Thermoelektronenemission aus Metallen, die mit einer dünnen Halbleiterschicht bedeckt sind; Theorie).
[2456] Л. Н. Добрецов, ЖЭТФ 17, 301 (1947) (Elektronen- und Ionenemission von thoriertem Wolfram in Natriumdämpfen).
[2457] C. W. Horsting, Journ. of Appl. Phys. 18, 95 (1947), Carbide Structure in Carburized Thoriated Tungsten Filaments.

[2458] П. И. Лукирский, Изв. АН СССР, серия физич. 10, 309 (1946) (Über die Emission zusammengesetzter Oberflächen; Allgemeine Betrachtungen).

[2459] Н. Д. Моргулис, ЖТФ 17, 983 (1947) (Zur Frage der Feldelektronenemission zusammengesetzter Halbleiterkathoden).

[2460] Д. В. Зернов, ЖТФ 16, 931 и 935 (1946) (Feldelektronenemission dünner dielektrischer Schichten).

[2461] H. B. Michelson, Journ. of Appl. Phys. 21, 236 (1950), Work Function of the Elements (Periodizität von φ).

[2462] H. F. Ivey, Journ. of Appl. Phys. 21, 616 (L) (1950), Use of Brightness Temperatures in Richardson Plots.

[2463] R. H. Plumber and L. P. Smith, Journ. of Appl. Phys. 21, 811 (1950). Mass Spectrometer Study of Solids, I. Preliminary Study of Sublimation Characteristics of Oxide Cathode Materials.

zu Kapitel IV

[2464] Н. Д. Моргулис, П. Г. Борзяк и Б. И. Дятловицкая, Изв. АН СССР, серия физич. 12, 126 (1948) (Optische und photoelektrische Eigenschaften von Antimon-Cäsium-Kathoden).

[2465] П. Г. Борзяк, ЖТФ 20, 923 (1950) (Photoleitfähigkeit von Antimon-Cäsiumfilmen).

[2466] П. Г. Борзяк, ЖТФ 20, 928 (1950) (Versuche zum Studium von Sauerstoff-Cäsium-Filmen).

zu Kapitel V

[2467] А. И. Фример, ЖТФ 17, 71 (1947) (Untersuchung der Sekundäremission bei tiefen Temperaturen).

[2468] Д. В. Зернов и Б. С. Кульварская, ЖТФ 17, 309 (1947) (Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Elektronenemission dielektrischer Filme unter dem Einfluß des Feldes einer positiven Raumladung).

[2469] Д. В. Зернов и Б. С. Кульварская, ЖТФ 16, 71 (1946), К вопросу о вторично-электронной эмиссии тонких плёнок галоидных соединений щелочных металлов. (Zur Theorie über die Sekundärelektronenemission dünner Schichten von Haloid-Alkali-Verbindungen).

[2470] Ю. М. Кушнир, Ш. М. Рахимов, Н. А. Лазуков, ЖТФ 16, 1105 (1946) (Über die Abhängigkeit der Sekundärelektronenemission von Halbleitern vom Einfallswinkel des Primärstrahls).

[2471] С. В. Измайлов и А. М. Фурман, ЖЭТФ 20, 729 (1950), Об одной возможности вырывания электронов из металлов молекулами нейтрального газа с электроотрицательными свойствами (Über eine Möglichkeit zur Befreiung von Elektronen aus Metallen durch Moleküle eines neutralen Gases mit elektronegativen Eigenschaften).

[2472] В. Н. Фаворин, ЖТФ 20, 216 (1950), Некоторые особенности вторичной электронной эмиссии тонких плёнок хлористого калия (Einige Besonderheiten bei der Sekundärelektronenemission dünner Chlorkalium-Filme).

zu Kapitel VI

[2473] Б. М. Яворский, ЖЭТФ 17, 315 (1947), Ступенчатые процессы при неупругом взаимодействии атомов с электронами (Prozesse bei der unelastischen Wechselwirkung zwischen Atomen und Elektronen; Theorie).

zu Kapitel VII

[2474] Я. П. Терлецкий, ЖЭТФ 19, 479 (1949), Намагниченные звёзды как индукционные ускорители, создающие космические лучи (Durch kosmische Strahlen gebildete magnetisierte Sterne als Induktionsbeschleuniger).

zu Kapitel VIII

[2475] В. М. Дукельский, Э. Я. Зандберг и Н. И. Ионов, ЖЭТФ 20, 877 (1950), Отрицательные ионы в газовом разряде в парах галоидных солей щелочноземельных металлов (Negative Ionen in der Gasentladung in Dämpfen von Haloidsalzen der Alkalimetalle; nachgewiesen wurden Li^-, Na^-, K^-, Rb^-, Cs^-, Ag^-).

zu Kapitel IX

[2476] Э. М. Рейхрудель и Т. А. Титова, ЖТФ 17, 1921 (1947), Об одном методе изучения направленных токов в газовом разряде (Über eine Methode zur Untersuchung von gerichteten Strömen in einer Gasentladung).

zu Kapitel X

[2477] В. И. Дроздов, ЖТФ 16, 407 (1946), Влияние давления газа на ток, ограниченный пространственным зарядом для ионов (Einfluß des Gasdrucks auf den Strom, der durch die Raumladung der Ionen begrenzt ist).

zu Kapitel XI

[2478] T. Holstein, Phys. Rev. 79, 744 (L) (1950), Pressure Broadening of Spectral Lines (Theorie).
[2479] В. Д. Михалевский и В. В. Прокофьев. ЖЭТФ 20, 584 (1950), Исследование температуры металлической дуги по молекулярному спектру гидроксила (Untersuchung der Temperatur eines metallischen Bogens durch das Molekülspektrum des Hydroxyls).
[2480] М. В. Волькенштейн, М. А. Ельяшевич, Б. И. Степанов, Колебания молекул, т. II, Гостехиздат, М.-Л. (1949) (Molekülschwingungen).
[2481] М. И. Батуев, Изв. АН СССР, серия физич. 14, 429 (1950), О частотно-модуляционной и предиссоционной теориях водородной связи (Über die Frequenz-Modulations- und Prädissoziationstheorie der Wasserverbindungen).
[2482] В. А. Фабрикант, УФН 32, I (1947), Некоторые вопросы оптики газового разряда (Einige optische Fragen der Gasentladung).

zu Kapitel XIII

[2483] R. Geballe and F. S. Linn, Journ. of Appl. Phys. 21, 592 (1950), Electrical Breakdown in CSF_8.
[2484] Я. А. Зандберг, ЖТФ 17, 299 (1947), Пробивная прочность газов и коэффициент ионизации (Durchschlagsfestigkeit von Gasen und Ionisationskoeffizient; C_2H_5Cl, C_2H_5Br, C_5H_{12}, SF_6, $CHCl_3$, CCl_4).
[2485] М. А. Бак, А. С. Зингерман и Н. Н. Николаевская, ЖТФ 17, 589 (1947), Влияние облучения разрядного промежутка электронами и γ-лучами на величину пробивного напряжения и характер разряда (Einfluß einer Bestrahlung des Entladungszwischenraums mit Elektronen und γ-Strahlen auf die Höhe der Durchschlagsspannung und die Art der Entladung).

[2486] M. A. Бак, A. C. Зингерман и Н. Н. Николаевская, ЖТФ 17, 669 (1947), Исследование запаздывания искрового разряда в длинных промежутках (Untersuchung der Verzögerung einer Funkenentladung bei großen Zwischenräumen).
[2487] Б. М. Гохберг, Изв. АН СССР, серия физич. 10, 425 (1946), Диэлектрическая прочность газов (Durchschlagsfestigkeit von Gasen).
[2488] И. И. Глотов, Вестник Московского Университета, № 12, 101 (1947), Влияние примесей паров воды на объёмный коэффициент ионизации α Таунсенда в воздухе (Einfluß von Wasserdampfbeimischungen auf den räumlichen Ionisationskoeffizienten nach Townsend in Luft).
[2489] И. И. Глотов, ЖТФ 17, 1083 (1947), Исследование условий, влияющих на потенциал зажигания в неоновых лампах тлеющего разряда с цезиевым катодом (Über die Bedingungen, die bei einer Glimmentladung in einer Neonröhre mit Cäsiumkathode einen Einfluß auf das Zündpotential ausüben).

zu Kapitel XIV

[2490] Н. А. Неретина, ЖТФ 16, 353 (1946), Выделение тепла на аноде газового разряда (Über die bei einer Gasentladung an der Anode freiwerdende Wärme).
[2491] Н. А. Неретина, Анодная область ртутного разряда. (Диссертация, Всесоюзный Электротехнический институт, Москва 1949 (Das Anodengebiet einer Quecksilberentladung; Dissertation).

zu Kapitel XV

[2492] В. Булат и С. Гвоздовер, ЖТФ 17, 661 (1947), Теория газового разряда низкого давления с накалённым катодом, находящимся в условиях свободного режима. (Theorie der Niederdruckgasentladung bei glühender Kathode).
[2493] M. A. Biondi, Phys. Rev. 79, 733 (L) (1950), Ambipolar Diffusion in Neon.
[2494] L. Goldstein and N. Cohen, Phys. Rev. 73, 83 (1948) (Plasmaschwingungen im Mikrowellenbereich).
[2495] P. Parzen and L. Goldstein, Phys. Rev. 79, 190 (1950), Current Fluctuations in D. C. Gas Discharge Plasma (Plasmaschwingungen im Mikrowellenbereich).
[2496] H. Jacobs and J. Martin, Journ. of Appl. Phys. 21, 681 (1950), The Role of Cathode Temperature in the Glow Discharge (Einfluß der Kathodentemperatur auf die Parameter der Niedervoltbogen).
[2497] А. А. Зайцев, Вестник Московского Университета, № 10, 69 (1947), Температура электронов в положительном столбе разрда в смеси неона с аргоном (Elektronentemperatur in der positiven Säule in einem Ne-Ar-Gemisch).

zu Kapitel XVI

[2498] G. Schmitz, Zs. f. Phys. 126, 1 (1949) (Temperaturverteilung im frei brennenden Kohlebogen).
[2499] E. Rohloff, Zs. f. Phys. 126, 175 (1949), Strömungsgeschwindigkeit der Anodenflammen des Kohlebogens.
[2500] E. Rohloff, Zs. f. Phys. 126, 224 (1949), Die Kathodenflamme des Hochstromkohlebogens.
[2501] O. Koch, K. J. Lesemann und A. Walter, Zs. f. Phys. 127, 153 (1950) (Temperaturverteilung eines durch Wände stabilisierten Quecksilberhochdruckbogens).
[2502] O. Koch, Zs. f. Phys. 127, 455 (1950). (Theorie der durch Wände stabilisierten Quecksilberhochdruckbögen).
[2503] Е. М. Цейров, «Электричество» № 11, 50 (1949); № 10, 27 (1950) (Löschen eines elektrischen Bogens durch Druckluftstrom).

[2504] H. C. Early and W. G. Dow, Phys. Rev. 79, 186 (L) (1950), Supersonic Wind at Low Pressures Produced by Arc in Magnetic Field.
[2505] C. J. Gallagher, Journ. of Appl. Phys. 21, 768 (1950), The Retrograde Motion of the Arc Cathode Spot.
[2506] G. Busch und P. Schulz, Ann. d. Phys. 1, 347 (1947), Über den konvektionsgestörten elektrodenstabilisierten Bogen.

zu Kapitel XVII

[2507] P. Schulz, Ann. d. Phys. 1, 318 (1947), Der Einfluß positiver Ionen auf die Elektronenbeweglichkeit, Elektronenbeweglichkeit im Hochdruckplasma.

zu Kapitel XVIII

[2508] G. M. Petropulos, Phys. Rev. 78, 250 (1950), Avalanche Transformation during Breakdown in Uniform Fields (Übergang von Lawine zum Streamer).
[2509] Е. С. Кухаркин, «Электричество» № 10, 35 (1950), Замечания о расчёте предразрядного тока смещения в длинных искровых промежутках (Bemerkungen über den vorentladenden Verschiebungsstrom bei langen Funkenstrecken.
[2510] Trump, Safford and Cloud, Trans. Amer. Inst. Electr. Eng. 60, 132 (1941) (Bestimmung der Spannung eines Funkendurchschlags bei großem pd).

zu Kapitel XIX

[2511] В. Н. Кессених, Изв. АН СССР, серия физич. 11, 155 (1947), Эволюция взглядов на строение ионосферы (Die stetige Weiterentwicklung der Erkenntnisse über die Struktur der Ionospähre; Literaturverzeichnis).
[2512] E. U. Hulburth, JOSA 37, 405 (1947), The Upper Atmosphere of the Earth.
[2513] M. H. Johnson and E. O. Hulburth, Phys. Rev. 79, 802 (1950), Diffusion in the Ionosphere (In Zusammenhang mit der Frage nach der Stabilität der F-Schicht).

zu Kapitel XX

[2514] И. И. Глотов, Вестник Московского Университета № 2, 57 (1946), Вольтамперная характеристика коронного разряда, возникающего между цилиндрическим проводом и внешним электродом в виде камеры квадратного, прямоугольного и треугольного сечения (Strom-Spannungs-Charakteristik einer zwischen einer zylindrischen und einer rechteckigen, quadratischen und dreieckigen Außenelektrode stattfindenden Koronaentladung).
[2515] L. R. Koller and H. A. Fremont, Journ. of Appl. Phys. 21, 741 (1950), Negativ Wire Corona at High Temperature and Pressure (bis 5 Atm.).

zu Kapitel XXI

[2516] В. И. Гапонов, ЖТФ 16, 337 (1946), Электронная лампа для измерения силы тока высокой частоты (Elektronenröhre zur Messung hochfrequenter Ströme).
[2517] Ф. А. Фогельсон, ЖТФ 16, 341 (1946), Об измерениях высокочастотных напряжений (Über die Messung hochfrequenter Spannungen).
[2518] Bartolomeyczik und Mierdel, Physik in regelmäßigen Berichten 10, 69, (1942) (Hochfrequenzentladung).
[2519] Robinson, Journ. Inst. El. Eng. 87, 570 (1940) (Keramische Isolatoren zur Verwendung bei hohen Frequenzen).

zu Kapitel XXII

[2520] С. С. Васильев, Вестник Московского Университета № 12, 63 (1947), Молекулярные и электронные температуры и число эффективных столкновений при химическом действии электрических разрядов (Temperatur der Moleküle und Elektronen und die Anzahl der unter der chemischen Wirkung der Gasentladung stattfindenden Stöße).

zu Kapitel XXIII

[2521] А. М. Фурман, ЖТФ 17, III (1947), К вопросу о механизме электрической заряжаемости некоторых искусственных аэрозолей (Über den Mechanismus der elektrischen Aufladung einiger künstlicher Aerosole).
[2522] В. И. Арабаджи, ЖТФ 20, 967 (1950), Об электрическом ветре с острия (Über den elektrischen Wind von Spitzen).
[2523] А. Власова, И. Глотов и Н. Капцов, ЖТФ 17, 1371 (1947), Изучение влияния слоя плохопроводящего вещества на осадительном электроде на процессы в электрофильтре (Einfluß einer Schicht schlecht leitenden Materials auf einer Elektrode auf die Prozesse im elektrischen Filter).

zu Kapitel XXXIV

[2524] Г. А. Тягунов, Основы расчёта вакуумных систем, Госэнергоиздат, М. (1948) (Grundlagen zur Berechnung von Vakuumsystemen).

Namenregister

Sachregister